

МИНИСТЕРСТВО  
ОБРАЗОВАНИЯ  
И НАУКИ  
УКРАИНЫ

ХАРЬКОВСКИЙ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ  
имени В. Н. КАРАЗИНА

Л. Ф. ЧЕРНОГОР

**О НЕЛИНЕЙНОСТИ  
В ПРИРОДЕ И НАУКЕ**

Харьков

2008

УДК 517, 530, 534, 535  
ББК 20  
Ч 45

Рекомендовано ученым советом  
Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина  
(протокол № 13 от 21 ноября 2008 г.)

**Рецензенты:** академик НАН Украины Л. Н. Литвиненко (Радиоастрономический институт НАН Украины), член-корреспондент НАН Украины, доктор физ.-мат. наук, профессор Н. А. Азаренков (Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина)

**ЧОРНОГОР Л. Ф. Про нелінійність в природі та науці:** Монографія. – Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2008. – 528 с.

Викладено загальні відомості про нелінійність природи та науки. Сформульована та обгрунтована нова – нелінійна – парадигма. Детально обговорюються нелінійні явища та процеси в системі Земля – атмосфера – іоносфера – магнітосфера. Описано методи аналізу нелінійних процесів на основі лінійних та нелінійних інтегральних перетворень. Досліджуються радіофізичні ефекти, що виникають при поширенні нелінійних хвиль густини в навколосемному космічному середовищі.

Для наукових працівників, аспірантів і студентів фізичних спеціальностей університетів.  
128 іл., 25 табл., 857 бібл.

**ЧЕРНОГОР Л. Ф. О нелинейности в природе и науке:** Монография. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2008. – 528 с.

Изложены общие сведения о нелинейности природы и науки. Сформулирована и обоснована новая – нелинейная – парадигма. Детально обсуждаются нелинейные явления и процессы в системе Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера. Описаны методы анализа нелинейных процессов на основе линейных и нелинейных интегральных преобразований. Исследуются радиофизические эффекты, возникающие при распространении нелинейных волн плотности в околоземном космическом пространстве.

Для научных работников, аспирантов, студентов физических специальностей университетов.

128 илл., 25 табл., 857 библ.

**CHERNOGOR L. F. On the Nonlinearity In Nature and Science:** Monograph – Kharkiv: Kharkiv V. N. Karazin National University, 2008. – 528 pp.

This book provides a comprehensive description of nonlinearity in nature and science. It describes in detail nonlinear phenomena and processes occurring in the Earth–atmosphere–ionosphere–magnetosphere system. A new nonlinear paradigm is advanced and substantiated. Techniques for analyzing and modeling nonlinear processes with linear and nonlinear integral transforms are described. The nonlinear density wave effects on radio waves propagating in near-Earth space are investigated.

This book is a lasting reference for scientists. It also serves as an ideal textbook for postgraduate and graduate students taking courses in physics at university level. The book can also be of interest for the layperson.

128 Figures, 25 Tables, 857 References.

ISBN 978–966–623–547–6

© Харьковский национальный университет  
имени В. Н. Каразина, 2008  
© Л. Ф. Черногор, 2008  
© Оформление И. Н. Дончик, Л. Ф. Черногор, 2008



## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Предисловие научного редактора</b> .....	10
<b>Введение</b> .....	12
<b>ЧАСТЬ 1. Нелинейность – универсальное фундаментальное и главное свойство мира</b> .....	
<b>Общие сведения</b> .....	14
<b>Глава 1. Зарождение представлений о нелинейности в науке</b> .....	17
1.1. Нелинейность в математике .....	18
1.2. От Галилея и Кеплера до Ньютона .....	18
1.3. Открытие Рассела .....	20
1.4. Теория Кортевега–де Вриза .....	21
1.5. Ударные волны .....	22
<b>Глава 2. Нелинейность в науке первой половины XX в.</b> .....	24
2.1. Становление радиотехники, радиофизики и теории нелинейных колебаний .....	25
2.2. Создание ядерного оружия .....	26
2.3. Появление реактивной сверхзвуковой и гиперзвуковой авиации .....	28
2.4. Развитие ракетно-космической техники .....	28
2.5. Падение крупных космических тел .....	29
2.6. Проблема Ферми – Пасты – Улама (ФПУ) .....	32
<b>Глава 3. Нелинейность в науке второй половины XX в. – начала XXI в.</b> .....	34

3.1. Физика плазмы .....	34
3.2. Астрофизика и космология .....	36
3.3. Нелинейная радиофизика .....	40
3.4. Нелинейная оптика .....	44
3.5. Нелинейная акустика .....	46
3.6. Нелинейная физическая механика .....	49
3.7. Нелинейная термодинамика .....	50
3.8. Нелинейные модели в химии .....	51
3.9. Нелинейные модели в биологии и биофизике .....	52
3.10. Нелинейные модели в экологии .....	53
3.11. Нелинейные модели в геологии и геофизике .....	54
3.12. Нелинейные модели в экономике .....	57
3.13. Нелинейные модели в социологии .....	58
3.14. Солитоны и солитоника .....	60
3.15. Становление синергетики .....	63
3.16. Детерминированный хаос .....	69
3.17. Переосмысление категории нелинейности .....	72
<b>Глава 4. Нелинейные прикладные науки .....</b>	<b>73</b>
4.1. Нелинейная радиолокация .....	74
4.2. Нелинейные антенны .....	75
4.3. Нелинейная прикладная оптика .....	76
4.4. Нелинейная прикладная акустика .....	81
4.5. Искусственные нелинейные антенны в атмосфере и геокосмосе .....	83
4.6. Применение детерминированного хаоса в радиоэлектронике и телекоммуникациях .....	85
4.7. Использование процессов самоорганизации в радиофизике и электронике .....	86
<b>Глава 5. Формирование идеи о нелинейности в природе и науке .....</b>	<b>88</b>
5.1. Эволюция проблем, сформулированных В. Л. Гинзбургом .....	89
5.2. Нелинейная физика А. В. Гапонова-Грехова и М. И. Рабиновича .....	90

5.3. Нелинейная физика Г. М. Заславского и Р. З. Сагдеева .....	91
5.4. Нелинейная физика А. В. Кулакова и А. А. Румянцева .....	92
5.5. Переход количества в новое качество .....	93
5.6. Нелинейная парадигма. Основные положения .....	94
<b>Глава 6. Нелинейное мировидение .....</b>	<b>95</b>
6.1. Основные периоды эволюции представлений о нелинейности мира .....	96
6.2. Роль нелинейных явлений и их моделей .....	98
6.3. Основные особенности нелинейных систем и процессов .....	99
6.4. Особенности нелинейного мировидения .....	100
6.5. Нелинейность в XXI в. ....	101
<b>Глава 7. Основные результаты .....</b>	<b>103</b>
Литература .....	104
<b>ЧАСТЬ 2. Земля – атмосфера – геокосмос как нелинейная физическая система .....</b>	<b>126</b>
<b>Общие сведения .....</b>	<b>126</b>
<b>Глава 8. Основные положения системной парадигмы ...</b>	<b>129</b>
<b>Глава 9. Основные сведения о системе .....</b>	<b>130</b>
9.1. Строение системы .....	130
9.2. Процессы в системе .....	131
9.3. Взаимодействие подсистем .....	135
<b>Глава 10. ЗАИМ – открытая динамическая нелинейная система .....</b>	<b>137</b>
10.1. Общие сведения .....	137
10.2. Свойства системы .....	138
<b>Глава 11. Самоорганизация в системе и ее подсистемах .....</b>	<b>143</b>
11.1. Примеры .....	143
11.2. Ударные волны .....	147
11.3. Нелинейные волны .....	147

11.4. Солитоны .....	150
11.5. Нелинейные структуры .....	153
11.6. Автоволны .....	155
<b>Глава 12. Триггерные механизмы в системе</b> .....	156
12.1. Высыпание энергичных частиц из магнитосферы	157
12.2. Солнечно-погодные связи .....	160
12.3. Ионосфера – триггер магнитосферных возмущений .....	164
12.4. Триггерные эффекты приливов .....	165
<b>Глава 13. Высокэнергичные явления в системе ЗАИМ</b> .....	165
13.1. Землетрясения .....	166
13.2. Вулканизм .....	169
13.3. Глобальная грозовая активность .....	172
13.4. Мощные атмосферные процессы .....	173
13.5. Тропические циклоны .....	175
13.6. Солнечный терминатор (СТ) .....	201
13.7. Затмение Солнца (ЗС) .....	203
13.8. Солнечные вспышки (СВ) .....	204
13.9. Геокосмические бури .....	206
13.10. Метеорные потоки .....	210
<b>Глава 14. Активные эксперименты в системе ЗАИМ</b> ....	213
14.1. Мощное радиоизлучение .....	214
14.2. Старты и полеты космических аппаратов (КА) ....	231
14.3. Мощные взрывы .....	238
<b>Глава 15. Эффекты военных действий в системе ЗАИМ</b> 242	
15.1. Общие сведения о военных действиях .....	244
15.2. Эффекты полетов летательных аппаратов и взрывов .....	245
15.3. Эффекты крупных пожаров .....	251
15.4. Экологические эффекты .....	255
<b>Глава 16. Эффекты аварий и катастроф в системе ЗАИМ</b> .....	263
16.1. Общие сведения о масштабах катастрофы .....	264

16.2. Эффекты взрывов и пожаров .....	266
<b>Глава 17. Волновые процессы в системе ЗАИМ</b> .....	270
17.1. Методы выявления квазипериодических процессов и волновых возмущений (ВВ) .....	271
17.2. Результаты экспериментов .....	273
17.3. Характеристики волновых возмущений .....	276
17.4. Основные результаты исследования ВВ .....	279
<b>Глава 18. Значимость системного подхода</b> .....	280
<b>Глава 19. Основные результаты</b> .....	284
Литература .....	286
<b>ЧАСТЬ 3. Анализ и моделирование нелинейных процессов</b> .....	313
<b>Общие сведения</b> .....	313
<b>Глава 20. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов</b> .....	315
20.1. Основные понятия и соотношения .....	316
20.2. Основы непрерывного вейвлет-преобразования ...	322
20.3. Результаты вейвлет-анализа .....	325
20.4. Обсуждение результатов .....	354
20.5. Основные результаты .....	355
Литература .....	357
<b>Глава 21. Вигнер-анализ нелинейных волновых процессов</b> .....	359
21.1. Основные понятия и соотношения .....	360
21.2. Результаты вигнер-анализа .....	363
21.3. Обсуждение результатов .....	376
21.4. Основные результаты .....	378
Литература .....	378
<b>Глава 22. Чои–вильямс-анализ нелинейных волновых процессов</b> .....	380
22.1. Основные понятия и соотношения .....	381
22.2. Результаты чои–вильямс-анализа .....	389
22.3. Обсуждение результатов .....	398

22.4. Основные результаты .....	399
Литература .....	399
<b>Глава 23. Системный спектральный анализ нелинейных волновых процессов</b> .....	401
23.1. Теоретические основы .....	402
23.2. Примеры практического применения .....	419
23.3. Обсуждение результатов .....	420
23.4. Основные результаты .....	427
Литература .....	428
<b>Глава 24. Спектральный анализ взаимодействия солитонов</b> .....	431
24.1. Основы взаимодействия солитонов .....	431
24.2. Методы исследования .....	432
24.3. Результаты анализа .....	433
24.4. Основные результаты .....	440
Литература .....	440
<b>Глава 25. Радиофизические эффекты нелинейных волн в атмосфере и геокосмосе</b> .....	441
25.1. Эффекты распространения пилообразных волн плотности .....	441
25.1.1. Модель среды и возмущений .....	444
25.1.2. Результаты компьютерного моделирования ....	449
25.1.3. Результаты экспериментального исследования	454
25.1.4. Обсуждение результатов .....	457
25.1.5. Основные результаты .....	459
Литература .....	460
25.2. Эффекты распространения солитоноподобных волн плотности .....	463
25.2.1. Модель среды и возмущений .....	466
25.2.2. Результаты компьютерного моделирования ....	468
25.2.3. Результаты экспериментального исследования	473
25.2.4. Обсуждение результатов .....	477
25.2.5. Основные результаты .....	480
Литература .....	481

25.3. Эффекты распространения кноидальных волн плотности .....	484
25.3.1. Модель среды и возмущений .....	486
25.3.2. Методика расчета .....	489
25.3.3. Методика обработки .....	490
25.3.4. Результаты компьютерного моделирования ....	490
25.3.5. Результаты экспериментального исследования	494
25.3.6. Обсуждение результатов .....	496
25.3.7. Основные результаты .....	498
Литература .....	500
<b>Заключение</b> .....	503
Литература .....	504



## =ПРЕДИСЛОВИЕ НАУЧНОГО РЕДАКТОРА=

Монография Л. Ф. Черногора посвящена изложению основных идей, достижений и приложений науки о нелинейных явлениях.

В исторической последовательности рассмотрены важнейшие этапы формирования представлений о нелинейных свойствах природных процессов и их моделей. Для иллюстрации автором привлечены многочисленные примеры из физики, астрофизики, геофизики, радиофизики, радиотехники, электроники, локации и т. п.

Автором убедительно продемонстрировано, что процесс формирования научных представлений о нелинейности мира был долгим и трудным. Он завершился формулировкой основных положений новой – нелинейной – парадигмы.

Главная заслуга Л. Ф. Черногора состоит в том, что в монографии четко сформулированы и обоснованы основные положения нелинейной парадигмы. Суть ее сводится к тому, что нелинейность – одно из универсальных фундаментальных свойств мира.

Монография состоит из трех частей.

В части 1 обосновывается идея о том, что природа – нелинейна. Здесь же формулируются и обосновываются основные положения нелинейной парадигмы.

В части 2 описываются высокоэнергичные процессы в системе Земля – атмосфера – геокосмос, иллюстрирующие нелинейность этой физической системы.

В части 3 изложены вопросы, связанные с анализом и моделированием нелинейных процессов. Предложен системный спектральный анализ, базирующийся на линейных и нелинейных интегральных преобразованиях. Рассмотрены радиофизические эффекты, связанные с нелинейными волнами плотности, распространяющимися в околоземной среде.

В заключении сформулированы основные итоги исследований.

Монография отличается своей актуальностью, четкостью и логичностью построения, краткостью и ясностью изложения. Без сомнения, она вносит существенный вклад в науку о природе.

Несколько слов об авторе. Черногор Леонид Феоктистович – доктор физико-математических наук, профессор, академик АН Высшего образования Украины, академик АН Прикладной радиоэлектроники Беларуси, России, Украины, лауреат государственной премии УССР и Премий СМ СССР. За 37 лет работы в Харьковском государственном университете (теперь Харьковском национальном университете имени В. Н. Каразина) поставил более десяти новых курсов, опубликовал свыше 600 научных трудов, подготовил две монографии и 15 учебных пособий. Является признанным специалистом в области нелинейной радиофизики.

Л. Н. Литвиненко,  
академик НАН Украины,  
директор Радиоастрономического  
института НАН Украины



---

---

## ВВЕДЕНИЕ

---

---

Монография подготовлена на основе ряда заказанных редакциями ведущих зарубежных физических журналов обзорных статей автора, а также оригинальных работ, соавтором которых был автор настоящей книги. Это предопределило структуру и особенность изложения материала.

Монография состоит из трех частей.

В части 1 представлены основные периоды эволюции представлений о нелинейности мира и описывающей его науки. К ним относятся натурфилософский, классический, новый и современный периоды. В течение последнего периода (вторая половина XX – начало XXI в.) наблюдались революционные изменения в представлениях о нелинейности мира. На основе накопленных экспериментальных фактов и построенных естественнонаучных теорий произошло переосмысление представлений о нелинейности мира. Это позволило автору сформулировать основные положения нелинейной парадигмы. Стало понятным, что нелинейность – универсальное фундаментальное и главное свойство мира.

На многочисленных примерах продемонстрировано, что нелинейность – вездесуща, многолика и бесконечно разнообразна. Она управляет эволюцией мира, она задает направление и темп эволюции.

В части 2 изложены результаты исследования высокоэнергичных процессов естественного и антропогенного происхождения в физической системе Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера (ЗАИМ). Эта система относится к открытым ди-

12

намическим и нелинейным системам с многочисленными прямыми и обратными, положительными и отрицательными связями между подсистемами. Воздействие высокоэнергичных источников на систему ЗАИМ приводит к развитию целой совокупности нелинейных процессов, к нелинейному взаимодействию подсистем.

В части 3 описаны методы анализа нелинейных процессов. К ним относятся вейвлет-, вигнер-, чои–вильямс-анализы, предложенный автором и развитый его соавторами системный спектральный анализ. В качестве примеров изучается структура временных вариаций нелинейных волновых процессов, таких как ударная волна, пилообразная волна, кинк и антикинк, солитон, солитон огибающей и др. Описаны результаты спектрального анализа процессов обгонного и обменного взаимодействия двух классических солитонов.

В отдельной главе обсуждаются радиофизические эффекты нелинейных волн плотности, распространяющихся в атмосфере и геокосмосе. Рассмотрены эффекты пилообразных, солитоноподобных и кноидальных волн. Результаты компьютерного моделирования сопоставляются с данными эксперимента.

В заключении перечислены основные результаты.

Автор выражает глубокую благодарность научному редактору академику НАН Украины Л. Н. Литвиненко, рецензенту члену-корреспонденту НАН Украины Н. А. Азаренкову за внимание к монографии и полезные советы, соавторам многочисленных совместных статей О. В. Лазоренко и В. Ф. Пушину за плодотворное сотрудничество, а также М. В. Ляшенко и С. В. Панасенко за помощь в оформлении материалов.



## Часть 1

# НЕЛИНЕЙНОСТЬ – УНИВЕРСАЛЬНОЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ И ГЛАВНОЕ СВОЙСТВО МИРА

*Мы имеем счастье жить в сложном и удивительном нелинейном мире. Огромную, вероятно, до сих пор не вполне осознанную, роль в его познании сыграли компьютеры, позволившие исследовать множество нелинейных математических моделей, описывающих нашу реальность. Возникла положительная обратная связь. Результаты компьютерного анализа приводят к рождению новых теорий, понятий, моделей. Изучение этих моделей с помощью вычислительных машин приводит к рождению теорий и моделей нового поколения и т. д. [1]*

## ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Явления природы и окружающий мир в целом, вообще говоря, описываются нелинейными уравнениями (алгебраическими, трансцендентными, дифференциальными, интегро-дифференциальными и т. д.).<sup>1</sup> Нелинейные уравнения принципиально сложнее линейных. Методы решения первых развиты

<sup>1</sup> Часть 1 написана на основе работы: Черногор Л. Ф. Нелинейность – универсальное, фундаментальное и главное свойство мира // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 1. – С. 3 – 47.

намного хуже, чем вторых. Нередко данный тип нелинейного уравнения решается только ему присущим методом. Другими словами, общие методы решения нелинейных дифференциальных (интегро-дифференциальных) уравнений развиты недостаточно. Впрочем, есть и исключения. К ним относятся метод характеристик, метод обратной задачи рассеяния и некоторые другие [2 – 5]. В то же время достаточно хорошо разработаны общие методы решения линейных дифференциальных (интегро-дифференциальных) уравнений. В этом случае не только удается найти решение уравнения, но и проанализировать его до “конца”. По этой причине исторически сложилось так, что внимание, в первую очередь, уделялось исследованию линейных (часто линеаризованных) моделей природы. В этом направлении были достигнуты грандиозные успехи. Замечена общность многих явлений природы, описываемых одинаковыми математическими моделями. В этой связи достаточно упомянуть две модели.

Первая из них представляет собой уравнение линейного осциллятора с затуханием и вынуждающей силой  $F(t)$ :

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega^2 x = F(t).$$

В частности, при  $\beta = 0$ ,  $F(t) = 0$  это уравнение принимает вид:

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0. \quad (0.1)$$

Вторая модель – это линейное волновое уравнение гиперболического типа:

$$v_{tt} + u^2 v_{xx} = 0, \quad (0.2)$$

где  $v$  – искомая функция,  $u$  – скорость волны (индексы обозначают частные производные по времени и координате).

Целые разделы науки сводятся к линейным уравнениям. В основе классической электродинамики лежат линейные (в вакууме) уравнения Максвелла. Базовое уравнение нерелятивистской квантовой механики – уравнение Шрёдингера – также относится к линейным.

Главная особенность линейных моделей, линейных систем и процессов, им присущих, заключается в том, что для них

справедлив принцип суперпозиции. В этом случае реакция системы на сумму воздействий равна сумме реакций на каждое воздействие. Этот принцип следует отнести к конструктивным и фундаментальным. Именно он позволил сформироваться у исследователя линейному мышлению, линейному мировидению. Согласно такому мировидению эволюция – нечто поступательное, предначертанное определяющей силой и непременно безальтернативное. Случайные флуктуации способны лишь незначительно (и ненадолго) отклонить от генеральной линии. Линейность предполагает наличие достаточно жестких причинно-следственных связей: следствие обязательно пропорционально причине. В силу линейности настоящее определяется прошлым, а будущее – настоящим и прошлым.

В рамках линейного мировидения считается, что изменение определенного параметра системы часто пропорционально значению этого параметра. Такой подход неизбежно приводит к линейному дифференциальному уравнению вида

$$y_x = ay, \quad (0.3)$$

решение которого есть

$$y(x) = y(x_0)e^{a(x-x_0)}. \quad (0.4)$$

При  $a > 0$  параметр  $y$  быстро растет с ростом аргумента  $x$ , в качестве которого нередко выступает время. По закону (0.3), например, в течение ограниченных промежутков времени увеличивалась численность населения на земном шаре, производство энергии и энергопотребление и т.д. По такому же закону растет капитал предпринимателя, число ученых, экономическая мощь государства, объём знаний и т.д. Разумеется, характерные времена у этих процессов разные. Поведение многих реальных систем, как показали наблюдения, на ограниченных интервалах времени (аргумента  $x$ ) действительно описываются решениями типа (0.4). За пределами указанных интервалов поведение систем может качественно отличаться от закона (0.4). В этом случае исходная математическая модель процесса (0.3)

становится несправедливой. Ей на смену должна прийти нелинейная модель.

В данной работе обсуждаются вопросы, посвященные зарождению и эволюции представлений о нелинейности мира и процессов в нем, нелинейным моделям, а также торжеству нелинейной парадигмы. Суть последней кратко сводится к тому, что нелинейность – универсальное, фундаментальное и, по видимому, главное свойство природы.

Как будет продемонстрировано ниже, нелинейные процессы, нелинейные системы – вездесущи. Также вездесущими являются нелинейные описания процессов и систем, а также нелинейные модели. Для их краткой характеристики будет использоваться ёмкий термин “нелинейность”. В настоящее время он стал привычным как для физиков [6, 7] и философов [8], так и специалистов иного профиля [9, 10].

С учетом профессии автора для иллюстрации нелинейных свойств тех или иных процессов привлекаются примеры из радиофизики, радиотехники, электроники, локации, телекоммуникаций, а также из других областей науки.

Круг затронутых в работе вопросов столь обширный, что не представляется возможным привести сколько-нибудь полный перечень ссылок. Поэтому в списке литературы фигурируют в первую очередь доступные книги и отдельные “веховые” или достаточно большие статьи общего (обобщающего) характера.

## Глава 1

### ЗАРОЖДЕНИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О НЕЛИНЕЙНОСТИ В НАУКЕ

Нелинейность – отрицание линейности. Нелинейность отвергает фундаментальный принцип суперпозиции, ничего не предлагая взамен. В этом смысле она не обладает конструкти-

визмом. Разумеется, отсутствие суперпозиции – лишь одно из свойств нелинейности. Нелинейность, как будет видно далее, кардинально изменила наши представления о картине мира.

### 1.1. Нелинейность в математике

Представления о нелинейности мира формировались постепенно.

В античные времена и Средневековые элементы нелинейности изучались в математике, но отсутствовали в науках о природе. Еще в древнем Вавилоне и в древнем Египте умели решать квадратные уравнения. Только в средние века научились решать сначала кубические уравнения, а затем и уравнения четвертой и более высоких степеней. Формировались также понятия о свойствах нелинейных функций.

Впрочем, и в античные времена были гениальные философские догадки, оценить до конца которые не могли в течение более чем двух тысячелетий. Хорошо известно, что Платон пришел к выводу, что “целое больше своих частей”. Теперь мы знаем, что это свойство нелинейных систем. Точнее надо было бы сказать, что целое качественно иное, чем её части [1, 11, 12].

В дальнейшем число достижений математиков быстро увеличивалось. Чаще всего методы анализа нелинейных систем и методы решения нелинейных модельных уравнений разрабатывались применительно к решению практических задач механики, физики и естествознания в целом. Некоторые из методов будут упомянуты ниже.

### 1.2. От Галилея и Кеплера до Ньютона

Одна из первых нелинейных зависимостей в механике была установлена Г. Галилеем. Он выявил, что период  $T$  малых (линейных) колебаний пропорционален длине математическо-

го маятника  $l$  в степени  $1/2$ . Последствия этой нелинейной зависимости, впрочем, не шагнули за пределы формулы  $T \propto l^{1/2}$ .

Третий закон И. Кеплера – современника Г. Галилея – имел куда большие последствия. И. Кеплер установил, что период обращения планет  $T \propto R_1^{3/2}$ , где  $R_1$  – большая полуось орбиты планеты. Это нелинейное соотношение способствовало открытию И. Ньютоном знаменитого закона всемирного тяготения:

$$F = G \frac{mM}{R^2},$$

где  $R$  – расстояние между центрами тяготеющих тел с массами  $m$  и  $M$ . Нелинейность соотношения  $F(R)$  допускает точное решение задачи взаимодействия двух тел. Задача взаимодействия  $n$  тел, где  $n \geq 3$ , в общем случае уже точно не решается. Более того, движение некоторых небесных тел (например, астероидов) может стать неустойчивым в силу нелинейной зависимости  $F(R)$  (см., например, [13]). Последствия неустойчивости траекторий приближающихся к Земле астероидов для жителей нашей планеты могут быть фатальными.

Таким образом, небесная механика была первой из наук, столкнувшихся с принципиальными проявлениями нелинейности. Методы решения задач о движении небесных тел начали разрабатываться еще в XVIII в. Пионерами в этих исследованиях были д'Аламбер и Эйлер, предложившие и реализовавшие идею метода малых возмущений. Затем этот метод совершенствовали Лагранж, Лаплас и Пуассон. Последний применил метод малых возмущений для расчета небольших колебаний нелинейного маятника. К сожалению, приближённое решение хорошо работало лишь в пределах небольших интервалов времени. Позже этот недостаток пытался устранить М. В. Остроградский. Значительно усовершенствовали и обобщили методы возмущений А. Пуанкаре и А. М. Ляпунов, жившие во второй половине XIX в. и в первые десятилетия XX в. Эти обобщения были перенесены с задач небесной ме-

ханики на многие практические “земные” задачи (см., например, [14, 15]).

Усилиями перечисленных выше учёных были заложены основы нелинейной механики.

На рубеже XVIII – XIX вв. закончился первый этап зарождения основных представлений о нелинейном мире. Его можно назвать натурфилософским.

### 1.3. Открытие Рассела

В 1834 г. шотландский инженер и кораблестроитель Дж. С. Рассел обнаружил в канале волну с совершенно необычными свойствами. Волна имела форму одиночного гладкого возвышения длиной около 10 м и высотой 0,3 – 0,4 м. Волна прошла с постоянной скоростью, близкой к 13 – 14 км/ч, около 2 – 3 км, практически не изменяя своего профиля. Рассел назвал эту уединённую волну волной трансляции. Он установил все её основные свойства. К ним относятся: постоянство формы и скорости перемещения  $v$ , зависимость  $v$  от глубины водоёма  $h$  и амплитуды волны  $h_0$ :

$$v = \sqrt{g(h + h_0)}, \quad (1.1)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения; распад интенсивной волны на ряд менее интенсивных; неизменность формы волн при их взаимодействии (прохождении друг через друга) (см., например, [24, 47]). Последнее свойство волн трансляции было пероткрыто примерно через 130 лет и предопределило развитие нелинейных наук на несколько десятков лет вперед (см. об этом в разделе 3.6).

Открытие Дж. С. Рассела намного опередило своё время, и поэтому о нём забыли надолго. Этому способствовала критика работ Дж. С. Рассела со стороны таких авторитетов, как Дж. Б. Эйри и Дж. Г. Стокс. В частности, первый из них утверждал, что длинные волны в каналах не могут сохранять свою форму. Для их скорости не справедлива формула (1.1).

Кроме того, поверхностные волны, по мнению Дж. Б. Эйри, могут представлять собой как “горбы”, так и “впадины”. Дж. Г. Стокс также усомнился в неизменности профиля волны Рассела. Очевидно, что несогласия как Дж. Б. Эйри, так и Дж. Г. Стокса были связаны с тем, что они находились “в плену” линейных представлений о волнах на поверхности воды. К счастью, еще при жизни Дж. С. Рассела его поддержали Ж. В. де Буссинеск и лорд Рэлей, но и они не изменили отрицательного отношения к волнам трансляции. Только через 60 лет вновь вернулись к волнам трансляции и опять, к сожалению, не надолго.

Замечательным примером волн Рассела служат океанические и морские волны-цунами. Их высота у берега нередко достигает 10 м и более.

### 1.4. Теория Кортевега–де Вриза

Справедливость результатов Дж. С. Рассела основательно подкрепили голландские математики Д. И. Кортевег и его ученик Г. де Вриз. Они в 1895 г. получили уравнение, которое теперь носит их имя – уравнение КдВ, – и нашли его точное решение. Последнее описывает все основные свойства уединённых волн, наблюдавшиеся Дж. С. Расселом.

В настоящее время уравнение КдВ является одним из эталонных уравнений нелинейной физики. Оно имеет вид [2, 4, 13, 16 – 37]:

$$v_t + vv_x + \beta v_{xxx} = 0, \quad (1.2)$$

где  $v$  – искомая функция, описывающая профиль волны (индексы, как и раньше, обозначают производные по времени и координатам),  $\beta > 0$  – размерный коэффициент, характеризующий дисперсию волн.

Кортевег и де Вриз показали, что уравнение (1.2) приводит к решениям в виде стационарных периодических нелинейных (кноидальных по терминологии авторов) волн и стационарных

уединённых волн. В последнем случае решение имеет хорошо известный вид [2, 4, 13]:

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\text{ch}^2(\xi/\xi_0)}, \quad (1.3)$$

где  $v_m = 3u$ ,  $\xi_0 = 2\sqrt{\beta/u}$ ,  $\xi = x - ut$ ,  $u$  – скорость волны. Важно, что амплитуда волны и ширина профиля волны  $\xi_0$  зависят от её скорости  $u$ .

Решение для кноидальных волн выражается через эллиптическую функцию Якоби (см., например, [13]).

Уравнение (1.2) в нелинейных науках столь же фундаментально, как и уравнения (0.1) и (0.2) в линейных науках.

Таким образом, Кортвег и де Вриз внесли окончательную ясность в проблему, которая возникла после опытов Рассела, но и их работа была в определённом смысле преждевременной. О заслугах Кортвега и де Вриза также забыли почти на 70 лет.

### 1.5. Ударные волны

Если в XVII в. и в первой половине XVIII в. механика оставалась единственной из нелинейных наук, то в середине XVIII в. к ней присоединилась механика жидкости и газа – аэрогидромеханика и, в частности, гидродинамика.

Еще в 1755 г. Л. Эйлер получил уравнение движения жидкости, носящее его имя. Оно имеет вид [38]:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p, \quad (1.4)$$

где  $v$  – скорость движения жидкости,  $\rho$  – её плотность,  $p$  – давление. К соотношению (1.4) необходимо прибавить уравнение непрерывности и уравнение состояния. Они имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{v} = 0, \quad (1.5)$$

$$p = F(\rho/\rho_0), \quad (1.6)$$

где  $F$  – заданная, как правило, нелинейная функция состояния.

Учет диссипации в соотношении (1.4) приводит к уравнению Навье–Стокса (1845 г.) [38]:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta \vec{v} + \frac{1}{\rho} \left( \xi + \frac{\eta}{3} \right) \text{grad div } \vec{v}. \quad (1.7)$$

Здесь  $\nu = \eta/\rho$ ,  $\eta$  и  $\xi$  – коэффициенты вязкости.

Важно, что левая часть уравнений (1.4), (1.7) содержит квадратичную нелинейность, которая приводит к далеко идущим последствиям.

В одномерном случае из (1.4) и (1.5) для бегущих волн с  $\xi = x \pm ut$  имеем [38]:

$$\frac{dv}{d\rho} = \pm \frac{u(v)}{\rho}. \quad (1.8)$$

После интегрирования (1.8) получим общее решение в виде:

$$x = (v \pm u(v))t + f(v), \quad v = \pm \int \frac{u(\rho)}{\rho} d\rho. \quad (1.9)$$

Здесь  $f(v)$  – произвольная функция.

Решение (1.9), впервые найденное Б. Риманом в 1860 г., относится к простым волнам. Их основное свойство заключается в зависимости формы профиля от скорости распространения волны. С этим связан эффект нелинейного укручения профиля волны. В нелинейной волне вершина может обгонять основание (при  $v'_u < 0$ ) и отставать от него (при  $v'_u > 0$ ). В пределе такая волна вырождается в ударную волну.

Классическим примером соотношения нелинейной газовой динамики является уравнение С. Ирншоу, полученное им в 1860 г. [24]:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} - F' \left( \frac{\partial x}{\partial x_1} \right) \frac{\partial^2 x}{\partial x_1^2} = 0.$$

Здесь  $x$  и  $x_1$  – переменные Эйлера и Лагранжа,  $F'$  – некоторая заданная функция.

В начале 70-х гг. XIX в. Ж. В. Буссинеск исследовал распространение слабонелинейных поверхностных волн на мелкой воде. В частности, Ж. В. Буссинеск показал, что нелинейные уединённые волны всегда представляют собой возвышение на поверхности воды.

В XIX в. имели место также существенные достижения в области нелинейной упругости и изучения нелинейных диспергирующих волн в тонких стержнях (см., например, [24, 39, 40]).

Таким образом, XIX в. можно назвать классическим периодом в исследовании нелинейности. В это время были изучены нелинейные (включая ударные) волны в жидкостях, газах и тонких стержнях, получены первые точные решения, как правило, приближенных нелинейных волновых уравнений, разработаны приближенные методы анализа ряда нелинейных задач в механике и гидродинамике.

В течение классического периода нелинейные задачи в различных областях науки представлялись специфическими и часто решались каждая своим методом. Нелинейность, как правило, предполагалась малой. Единственным общим математическим методом был метод малых возмущений.

## Глава 2

### НЕЛИНЕЙНОСТЬ В НАУКЕ ПЕРВОЙ ПОЛОВИНЫ XX в.

Уже в начале XX в. появились новые нелинейные теории. К ним, в первую очередь, следует отнести специальную и общую теории относительности, созданные А. Эйнштейном в 1905 и 1916 гг. соответственно. Присущая этим теориям нели-

нейность все же не оказала решающего воздействия на становление нелинейной науки.

Роль зарождающейся радиотехники в этом смысле, пожалуй, оказалась большей, чем упомянутых теорий.

#### 2.1. Становление радиотехники, радиофизики и теории нелинейных колебаний

В конце XIX в. усилиями А. С. Попова и Г. Маркони было изобретено радио. Мощность радиопередающих устройств и дальность радиосвязи быстро возрастали. Развитие радиотехники сдерживалось отставанием теоретических исследований от практической реализации. Дело в том, что генерация, модуляция, преобразование и детектирование колебаний требовали применения нелинейных устройств, которые описывались нелинейными математическими моделями.

Первые результаты расчета определенных нелинейных колебаний были изложены в труде Дж. В. Стрэтта “Теория звука” (1877 г.), т. е. задолго до изобретения радио (см. [41]). Методы расчета нелинейных колебаний развил А. Н. Крылов. Применительно к генератору электрических колебаний определенного типа анализ нелинейных колебаний был выполнен Ван-дер-Подем. Он показал, что уравнение, описывающее вынужденные нелинейные колебания, вида

$$\ddot{x} - \varepsilon \dot{x}(\beta - x^2) + \omega^2 x = 0$$

имеет приближенное решение

$$x(t) = A_\omega (1 - e^{-\beta \varepsilon t})^{1/2} \sin \Phi,$$

где  $\varepsilon \ll \omega$ ,  $\omega$  – частота свободных колебаний,  $\Phi = \omega t + \Phi_0$ ,  $\Phi_0$  – начальная фаза,  $A_\omega = 2\beta^{1/2}$ .

Необходимо упомянуть о впечатляющих заслугах Л. И. Мандельштама. В 20 – 30 гг. XX в. он заложил основы нового направления – теории нелинейных колебаний. Его теория охватывала колебательные процессы в радиотехнике, акустике, автоматике, аэромеханике и т.д.

Л. И. Мандельштам создал отечественную школу “нелинейных физиков”. Благодаря его школе среди специалистов различных областей науки и техники, связанных с колебаниями, начало вырабатываться “нелинейное мышление” (по терминологии создателя школы). Сформировался нелинейный язык – язык теории нелинейных колебаний.

Примерно в это же время в Н. Новгороде (Горьком) общие исследования колебательных процессов в нелинейных системах провел А. А. Андронов. Он развил учение о самоподдерживающихся колебаниях, названных им автоколебаниями. А. А. Андронов решил ряд важных нелинейных задач теоретической радиотехники и теории автоматического регулирования. Благодаря ему методы качественной теории дифференциальных уравнений, метод фазовых траекторий, предположенный в 1882 г. А. Пуанкаре [42], прочно вошли в теорию колебаний.

Методы описания нелинейных колебаний получили дальнейшее развитие в работах Н. Н. Боголюбова, а затем и Ю. А. Митропольского (см., например, [43, 44]). Они по праву считаются одними из создателей общей теории нелинейных колебаний. Н. Н. Боголюбов разработал методы асимптотического интегрирования нелинейных уравнений, описывающих колебательные процессы, которые позволяют в любом приближении разделить быстрые и медленные движения в системе. Впоследствии методы, разработанные в нелинейной механике, он перенес в статистическую механику.

Теория нестационарных и нелинейных колебаний продолжала развиваться и во второй половине XX в., в частности, в работах [44 – 45].

## 2.2. Создание ядерного оружия

На рубеже 30 – 40 гг. XX в. лучшие физики мира были задействованы в сфере разработки “урановой” бомбы. Уже на

стадии ее создания специалистам пришлось столкнуться с невиданными до того сложностями научного и технологического характеров. Большинство процессов описывались нелинейными моделями. Еще в большей степени это относится к моделям процессов, протекающих в водородной бомбе. Дело усугублялось тем, что самые первые и примитивные вычислительные машины в середине 40-х гг. только начинали создаваться.

Ядерный взрыв сопровождается высвобождением энергии, сконцентрированной первоначально в объеме примерно от  $1 \text{ дм}^3$  до  $1 \text{ м}^3$ . При этом энерговыделение составляет около  $10^{14} - 10^{17}$  Дж, плотность энергии достигает значений  $10^{17}$  Дж/м<sup>3</sup>. Разумеется, явления, сопровождающие взрыв в любых средах (под землей, под водой, на поверхности планеты, в атмосфере и в космосе), описываются сложными нелинейными моделями [48 – 51].

Задачу о сильном точечном взрыве в атмосфере методом анализа размерностей в 1946 г. изящно решил Л. И. Седов, а также независимо от него – Тейлор (1941 г.) и фон Нейман (1947 г.) (см., например, [52]). Радиус  $R$  и скорость  $u$  ударной волны определяются соотношениями:

$$R(t) = k \left( \frac{E}{\rho_0} t^2 \right)^{1/5}, \quad u(t) = \frac{dR}{dt} = \frac{2}{5} \frac{R}{t}. \quad (2.1)$$

Здесь  $E$  – энерговыделение,  $\rho_0$  – невозмущенная плотность воздуха,  $k \approx 1$  – коэффициент. Согласно (2.1) при  $E = 2 \cdot 10^{17}$  Дж (50 Мт),  $t = 10^{-6}$  с,  $\rho_0 = 1,3 \text{ кг/м}^3$  имеем  $R \approx 11 \text{ м}$ ,  $u \approx 4,4 \cdot 10^6$  м/с. При показателе адиабаты  $\gamma = 1,4$  избыточное давление

$$\Delta p = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 u^2$$

близко к  $2,1 \cdot 10^{13}$  Па.

Давление электромагнитного излучения  $p_e = 4\sigma T^4/3c$  достигает  $10^{15} - 10^{16}$  Па. Здесь  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана,  $T$  – температура вещества (в начальный момент времени  $T \approx 10^7 - 10^8$  К),  $c$  – скорость света.

Ясно, что при таких значениях  $u$  и  $\Delta r$  процессы в воздухе являются сильно нелинейными. Разумеется, это относится также к тепловым, электромагнитным и другим процессам, сопровождающим ядерный взрыв (см. цветную вклейку, рис. 2.1, 2.2).

Расчет процессов в ядерных и термоядерных бомбах, как и в ядерных реакторах, способствовал открытию и изучению множества новых явлений нелинейного мира.

### 2.3. Появление реактивной сверхзвуковой и гиперзвуковой авиации

Создание в конце 30-х гг. XX в. реактивных авиационных двигателей привело к появлению сначала сверхзвуковой (в начале 50-х гг.), а затем и гиперзвуковой (в 60-е гг.) авиации. В первом случае число Маха  $M \geq 1$ , во втором –  $M \geq 3$ . Создание таких самолетов потребовало решения целого комплекса, как правило, нелинейных задач. Особое место в исследованиях занимали нелинейные колебания, вызывающие, в частности, флаттер- и шимми-эффекты.

Полет высокоскоростной авиации сопровождается генерацией сильнонелинейных акустических возмущений в атмосфере и даже в околоземном космосе (геокосмосе). Дело в том, что в энергию акустических возмущений переходит около 1 % энергии реактивной струи. Мощность последней для крупных самолетов составляет сотни мегаватт. Это означает, что мощность ударной волны в атмосфере порядка 1 МВт. Скорость струи составляет 3 – 4 км/с, чему соответствует число  $M \geq 10$ .

### 2.4. Развитие ракетно-космической техники

Так же как и для создания ядерного оружия, к разработке ракетно-космической техники были привлечены лучшие научные кадры. Это объясняется необходимостью преодоления

сложных научно-технических проблем. Важно, что большинство из них было сопряжено с решением сильнонелинейных задач.

Старт и полет ракет сопровождается генерацией мощных возмущений в атмосфере, геокосмосе и даже в подстилающей поверхности (литосфере). Ракета на активном участке траектории оказывает газодинамическое, гидродинамическое, тепловое, химическое и другие воздействия. Мощность струи крупных ракет составляет доли единицы – единицы тераватт, а мощность акустического и светового излучений близка к 1 – 10 ГВт. Струя и ракета создают возмущения (как правило, нелинейные) в атмосфере, в околоземной плазме и магнитном поле. Возмущения, постепенно ослабляясь, могут распространяться на многие тысячи километров.

При посадке (или неуправляемом падении) крупных космических аппаратов (КА) в геокосмосе, атмосфере и геомагнитном поле также возникают значительные возмущения. Они являются результатом диссипации кинетической энергии КА. Для крупных КА (с массой 10 – 100 т) она достигает  $3 \cdot 10^{11}$  –  $3 \cdot 10^{12}$  Дж, что эквивалентно примерно 0,1 – 1 кт ТНТ (тринитротолуола). Диссипируемая мощность при этом достигает единиц гигаватт.

### 2.5. Падение крупных космических тел

Эффекты, вызываемые в геокосмосе, атмосфере и на поверхности нашей планеты падением крупных небесных тел интересовали астрономов, геофизиков и геологов задолго до начала космической эры. Удельная кинетическая энергия таких тел составляет  $10^8$  –  $10^9$  Дж/кг. Для сравнения укажем, что для взрывчатых веществ (ТНТ) эта величина близка к 4 МДж/кг.

*Общие сведения.* Крупные космические тела систематически бомбардируют Землю [53 – 55]. Так, тела с диаметром  $D$ ,

равным 10 м, падают в среднем один раз в год, а тело с  $D \approx 3$  м – один раз в два месяца. Таким, например, был Витимский болид, взорвавшийся в приземной атмосфере (высота менее 30 км) в районе озера Байкал 24 сентября 2002 г. примерно в 16:49 UT (UT – мировое время) [55]. Его кинетическая энергия оценена в  $10^{13}$  Дж (около 2,4 кт ТНТ), масса – в 50 т, диаметр в 3 м. В результате взрыва повалено около 100 км<sup>2</sup> таежного леса. Энергия инфразвука составила примерно 30 ГДж, а энергия внутренних гравитационных волн – 110 ГДж. Энергия светового излучения была около 860 ГДж (почти 10 % от кинетической энергии тела). Возмущения давления отмечались на расстояниях не менее 4 тыс. км (например, на Кольском полуострове). Естественно, что на удалении в сотни километров регистрировались и сейсмические сигналы взрыва. И это все при очень скромных размерах ( $D \approx 3$  м) вторгшегося в атмосферу Земли тела.

Более крупные тела ( $D$  больше нескольких десятков метров) проникают сквозь атмосферу и взрываются при ударе о поверхность Земли. В результате взрыва образуется кратер, в атмосферу выбрасывается огромное количество пыли и плазмы (масса выброшенных продуктов обычно в сотни раз превосходит массу взорвавшегося тела), генерируются нелинейные (ударные) сейсмические, акустические и электромагнитные волны (см. цветную вклейку, рис. 2.3, 2.4).

Ядра комет, состоящие из более рыхлого вещества (типа “грязного снега”), могут взрываться в приземной атмосфере. Таким, по-видимому, было Тунгусское тело. Его начальная масса составляла около  $2 \cdot 10^9$  кг, диаметр – около 100 м, кинетическая энергия –  $10^{18}$  Дж. Тело взорвалось на высоте 7 – 8 км, энергия взрыва была близка к  $2 \cdot 10^{16}$  Дж. Частота падения тел с  $D \sim 100$  м составляет одно событие в 100 – 200 лет.

Взаимодействие космического тела с атмосферой Земли описывается следующей нелинейной системой уравнений [58]:

$$\begin{aligned} m \frac{dv}{dt} &= -\Gamma S v^2, \\ \frac{dm}{dt} &= -\frac{\Lambda S \rho v^3}{2Q}, \\ I &= -\frac{\tau v^2}{2} \frac{dm}{dt}, \\ \alpha_i &= -\frac{\beta_i}{m_a v} \frac{dm}{dt}. \end{aligned}$$

Здесь  $m$  – масса тела,  $v$  – его скорость,  $I$  – сила света от испаряющегося тела,  $\alpha_i$  – линейная концентрация в следе,  $S$  – сечение (мидель) тела,  $\Gamma(m, v, S)$  – коэффициент сопротивления,  $\Lambda(m, v, S)$  – коэффициент абляции,  $\tau(m, v, S)$  – коэффициент светимости,  $\beta_i(m, v, S)$  – коэффициент ионизации,  $m_a$  – средняя масса атома космического тела,  $\rho$  – плотность воздуха,  $Q$  – удельная теплота испарения или плавления вещества падающего тела.

При постоянных коэффициентах  $\Gamma$ ,  $\Lambda$ ,  $\tau$  и  $\beta_i$  – приведенная система уравнений имеет аналитическое решение (см., например, [58]).

*Комета атакует Юпитер.* 16 – 22 июля 1994 г. природа сделала исследователям уникальный подарок [59]. Юпитер был атакован раздробленной на 22 ледяные глыбы кометой Шумейкеров – Леви 9 (см. цветную вклейку, рис. 2.5). Диаметр глыб изменялся от 0,64 до 4,0 км. Их кинетическая энергия составляла  $2,6 \cdot 10^{20}$  –  $6,4 \cdot 10^{20}$  Дж или  $6 \cdot 10^4$  –  $1,6 \cdot 10^7$  Мт тротилового эквивалента. Процесс бомбардировки планеты сопровождался дроблением глыб, взрывом фрагментов и генерацией мощных ударных волн. В результате взрывов возникли высокотемпературные светящиеся образования (огненные шары). Их температура составляла  $10^4$  –  $2 \cdot 10^4$  К. Максимальная скорость подъема огненных шаров достигала 3,5 км/с, их размер – нескольких тысяч километров, высота подъема – 3000 км, вре-

мя подъема – 15 – 20 мин. Кроме того, имели место возмущения ионосферы и магнитосферы Юпитера, аномалии в радиационном излучении радиационных поясов, генерация сильных внутренних гравитационных и электромагнитных волн и т. п.

Целый ряд сложных и, без сомнения, нелинейных эффектов, сопутствовавших бомбардировке Юпитера, еще предстоит объяснить.

Таким образом, падение достаточно крупных космических тел сопровождается возникновением целого ряда сильно нелинейных физических явлений: генерацией ударных волн в атмосфере и подстилающей поверхности, генерацией светового излучения и электромагнитных полей, возникновением цунами при падении тел в море или океан, сильными тепловыми эффектами и т. д. Для их изучения потребовалось детальное моделирование нелинейных явлений, которое продолжается и в настоящее время (см., например, [56, 57]).

## 2.6. Проблема Ферми – Пасты – Улама (ФПУ)

На рубеже 40–50 гг. XX в. в США уже появились первые электронные вычислительные машины (ЭВМ). Э. Ферми пришел к выводу о целесообразности решения модельных нелинейных задач физики на ЭВМ. В 1952 г. перед математиками Дж. Пастой и С. Уламом им была поставлена задача о термализации состояний нелинейной системы с большим числом степеней свободы. Задача представляла собой попытку убедиться в справедливости законов статистической механики в сложных нелинейных системах.

Для численного эксперимента была выбрана система из  $N = 64$  осцилляторов, соединенных слабонелинейными пружинами. Математическая модель такой системы имела вид (см., например, [13]):

$$\ddot{y}_n = (y_{n-1} - 2y_n + y_{n+1}) + \beta((y_{n+1} - y_n)^2 - (y_n - y_{n-1})^2), \\ n = 0, 1, \dots, N-1,$$

где  $y_n$  – смещение осциллятора, причем  $y_0 = y_N$  (условие цикличности),  $\beta = \text{const}$ . В рамках линейного мышления ожидалась термализация в системе после сообщенного ей возмущения. Численные эксперименты этого не показали. Вместо термализации имело место квазипериодическое движение, концентрация энергии в отдельных модах. (Потери в системе отсутствовали, и она приближенно была гамильтоновской). Это был первый серьезный сюрприз нелинейных систем. Можно утверждать, что эксперименты ФПУ заметно подорвали веру в повсеместно господствовавшую линейную интуицию. Результат оказался столь неожиданным, что наблюдавшееся в численном эксперименте противоречие получило название проблемы ФПУ. Э. Ферми не успел разгадать эту загадку природы. Отдельные нюансы проблемы остаются непонятными и в настоящее время [13].

Н. Забуский и М. Крускал показали, что в пределе модель ФПУ переходит в уравнение КдВ.

С. Улам вспоминал (см., например, [25]): “Ферми часто говорил, что будущие фундаментальные физические теории будут, вероятно, основаны на нелинейных уравнениях, и потому было бы полезно попрактиковаться в математике, необходимой для понимания нелинейных систем”. Слова Э. Ферми оказались пророческими.

Появление проблемы ФПУ знаменовало окончание нового периода (первая половина XX в.) становления представлений о нелинейности мира и переход к современному периоду (вторая половина XX в. – начало XXI в.).

В течение нового периода начал формироваться нелинейный язык, зародилось новое – нелинейное – мышление, появились первые школы “нелинейных физиков”, в основном была завершена теория нелинейных колебаний, разработаны и обоснованы методы решения задач о нелинейных колебаниях. Было высказано мнение, что “будущие физические теории”

будут нелинейными. В целом же нелинейность еще воспринималась как частная характеристика объектов.

### Глава 3

## НЕЛИНЕЙНОСТЬ В НАУКЕ ВТОРОЙ ПОЛОВИНЫ XX в. – НАЧАЛА XXI в.

Во второй половине XX в. и вплоть до настоящего времени интенсивно исследуются нелинейные явления в различных (естественных, прикладных, социально-экономических и др.) науках, происходят революционные изменения в представлениях о нелинейности мира.

### 3.1. Физика плазмы

Интерес к физике плазмы необыкновенно возрос после успешных испытаний водородного оружия и появления идеи об управляемом термоядерном синтезе. Другой движущей силой стало стремительное развитие астрофизики, радиоастрономии и физики околоземной плазмы [60 – 62]. Существенную роль сыграла и плазменная радиофизика [63].

Плазма представляет собой удобный и многогранный нелинейный объект исследования (см., например, [18, 64 – 67]). В ней проявляются как кинематическая (связанная с членом  $(\vec{v} \nabla) \vec{v}$  в уравнении движения), так и кинетическая (в результате нелинейности кинетического уравнения в самосогласованной постановке задачи о кинетике плазмы во внешних полях) нелинейность. Особое место, однако, занимает электродинамическая нелинейность, свойственная плазме, помещенной в переменное электромагнитное поле. В этом случае к нелинейности плазмы приводит нагрев её частиц, изменение её

концентрации, нелинейность силы Лоренца и др. Электромагнитное поле вызывает возмущения плазмы, которые оказывают влияние на поле. Важно, что плазма становится сильно нелинейной в уже относительно небольших по напряженности полях [60, 66, 68 – 78].

Главное свойство плазмы – её неустойчивость. Именно это свойство делает плазму своеобразной субстанцией. В ней легко возбуждаются различные типы неустойчивостей [64, 68, 77, 80]. Неустойчивости – проявление нелинейности. Они приводят к нерегулярности колебаний в плазме, т.е. к её турбуликации. Теории турбулентной плазмы посвящено большое число работ (см., например, [81 – 84]).

Типичным примером плазменной неустойчивости является параметрическая (распадная) неустойчивость. В этом случае волна накачки с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\vec{k}$  распадается на две другие с частотами  $\omega_{1,2}$  и волновыми векторами  $\vec{k}_{1,2}$ . При этом имеют место законы сохранения вида:

$$\begin{aligned}\omega &= \omega_1 + \omega_2, \\ \vec{k} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2.\end{aligned}$$

Простейшей моделью нелинейного трехволнового взаимодействия служит следующая модель:

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dt} &= \gamma A_1 A_2 - \nu A, \quad A(0) = A_0, \\ \frac{dA_1}{dt} &= \gamma_1 A_1 A - \nu_1 A_1, \quad A_1(0) = A_{10}, \\ \frac{dA_2}{dt} &= \gamma_2 A_2 A - \nu_2 A_2, \quad A_2(0) = A_{20},\end{aligned}$$

где  $A$ ,  $A_1$  и  $A_2$  – амплитуды взаимодействующих волн,  $\nu$ ,  $\nu_1$  и  $\nu_2$  – неотрицательные коэффициенты, описывающие затухание,  $\gamma$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  – коэффициенты взаимодействия ( $\gamma < 0$ , а  $\gamma_{1,2} > 0$ ). Неустойчивость генерируется, если  $A_0 > A^{(0)}$ , где

$$A^{(0)} = \left( \frac{v_1 v_2}{\gamma_1 \gamma_2} \right)^{1/2}$$

есть пороговое значение (порог неустойчивости).

В отсутствие затухания имеют место следующие законы сохранения (соотношения Мэнли-Роу):

$$\frac{A^2 - A_0^2}{\gamma} = \frac{A_1^2 - A_{10}^2}{\gamma_1} = \frac{A_2^2 - A_{20}^2}{\gamma_2}.$$

### 3.2. Астрофизика и космология

*Нелинейность в астрофизике.* Астрофизические объекты, пожалуй, самые благодатные объекты нелинейной науки. Дело в том, что они характеризуются скоплениями огромных масс, невиданными значениями плотности вещества (например, в нейтронных звездах или черных дырах), гигантскими энерго-содержаниями и энерговыделениями, сверхсильными магнитными, электромагнитными и гравитационными полями, огромными скоростями и т.д. (см., например, [6, 85]). Все эти факторы, так или иначе, являются причинами (или следствиями) нелинейных процессов в астрофизике (см. цветную вклейку, рис. 3.1 – 3.6). Приведем ряд примеров.

Согласно существующим космологическим представлениям эволюция нашей Вселенной началась с Большого взрыва. Ему предшествовало сингулярное состояние вещества с невообразимой плотностью, называемой планковской плотностью

$$\rho_p = \frac{c^5}{\hbar G},$$

где  $c$  – скорость света,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $G$  – гравитационная постоянная. Оказывается, что  $\rho_p \approx 5 \cdot 10^{96}$  кг/м<sup>3</sup>. Плотность вещества в нейтронной звезде составляет “всего”  $3 \cdot 10^{17}$  –  $2 \cdot 10^{18}$  кг/м<sup>3</sup>. Человеку же “привычны” плотности от  $\sim 1$  кг/м<sup>3</sup> (воздух) до  $\sim 10^3$  –  $10^4$  кг/м<sup>3</sup> (вода, железо).

В наблюдаемой Вселенной (Метагалактике) только в виде вещества массой около  $10^{51}$  кг сосредоточена энергия порядка  $10^{68}$  Дж. Масса и энергия отдельной галактики при этом на 10 – 11 порядков меньше. Масса и энергия взрывающейся звезды составляют  $10^{27}$  –  $10^{36}$  кг и  $10^{40}$  –  $10^{46}$  Дж. При столкновении двух галактик может выделяться энергия на десять порядков больше, чем при взрыве отдельной звезды.

Рождение, эволюция и гибель звезд – сугубо нелинейные процессы. В зависимости от стадии, переживаемой звездой, температура в ее центре изменяется от десятков до тысяч миллионов кельвин.

Астрофизическим объектам могут быть свойственны не только сверхсильные гравитационные поля, но и сверхсильные магнитные поля. Так, открытые в 1967 г. пульсары представляют собой намагниченные нейтронные звезды. Индукция на их поверхности может достигать  $B_p \approx 10^9$  Тл. Заметим, что в земных условиях удается достичь  $B \sim 10^2$  Тл, а при помощи взрывамагнитных генераторов  $10^3$  –  $10^4$  Тл. И только магнитная кумуляция энергии ядерного взрыва может дать  $B \approx 10^5$  –  $10^6$  Тл.

В таких сверхсильных полях пульсаров атомы вещества совсем “не похожи” на “привычные” нам атомы. В сверхсильных магнитных полях электронная оболочка атома должна вытягиваться в сравнительно тонкую “иглу”, направленную вдоль вектора индукции. Мерой степени деформации оболочек служит “атомное” магнитное поле с индукцией

$$B_a = \frac{\tilde{\alpha}^2 m^2 c^2}{\hbar e},$$

где  $\tilde{\alpha} = \alpha Z / n$ ,  $\alpha \approx 1/137$  – постоянная тонкой структуры,  $Z$  – заряд ядра,  $n$  – номер оболочки (главное квантовое число),  $m$  – масса электрона,  $e$  – его заряд. Для атома водорода ( $Z = 1$ ,  $n = 1$ ) имеем  $B_a \approx 3 \cdot 10^5$  Тл. В то же время для железа (из которого, по-видимому, состоит поверхность пульсара [6])  $Z = 26$ ,  $B_a \approx$

$2 \cdot 10^7$  Тл. В любом случае  $B_a \ll B_p$ , так что следует ожидать сильно нелинейных явлений.

Другие астрофизические примеры проявления нелинейности приведены, например, в [85], а также в недавно опубликованном обзоре [83, 84].

*Нелинейность в космологии.* Согласно общей теории относительности пространственно-временной континуум, погруженный в гравитационное поле, описывается нелинейными уравнениями. Космологическая модель Эйнштейна–Фридмана (модель расширяющейся Вселенной) является нелинейной.

В 1998 – 1999 гг. были открыты всемирное антитяготение и космический вакуум [86 – 89]. Исследования с всё возрастающим размахом продолжаются и сегодня. Главный итог новейших открытий в космологии сводится к тому, что в Метагалактике преобладает космический вакуум, описываемый космологической постоянной Эйнштейна. Его “плотность”, рассчитанная по плотности энергии и равная  $7 \cdot 10^{-27}$  кг/м<sup>3</sup>, больше суммарной плотности всех остальных форм космического вещества вместе взятых. На вакуум приходится 67 % всей энергии наблюдаемой Вселенной, на “темное” вещество – 30 %, на обычное вещество – 3 %. Именно вакуум ответственен за антитяготение, антигравитацию, которая управляет динамикой космологического расширения.

В настоящее время в наблюдаемой Вселенной антитяготение превосходит тяготение. В результате этого космологическое расширение происходит с ускорением (похоже на режим с “обострением” (см., например, [90])). Именно это ускорение (точнее самоускорение) и было обнаружено в наблюдениях со сверхновыми звездами в далеких галактиках. Самоускорение связано с тем обстоятельством, что сила антигравитации направлена вдоль скорости.

Согласно новейшей космологической теории будущее нашей Вселенной может быть связано только с ускоряющимся неограниченным расширением. При этом расстояние между

галактиками и их скоплениями возрастает со временем экспоненциально. Важно, что ускоренное расширение началось при возрасте нашей Вселенной в 6 – 8 млрд лет, когда плотность темного вещества упала до значения плотности вакуума. До этого момента преобладало замедляющееся расширение. Таким образом, современная космологическая теория, без сомнения, является нелинейной.

*Проникновение радиофизики в астрофизику.* Благоприятное влияние радиофизики на астрономию хорошо известно. Благодаря такому влиянию в середине 30-х гг. прошлого века зародилась радиоастрономия – мощный метод исследования Солнечной системы и дальнего космоса (астрофизических объектов). Достижения радиофизики позволили создать уникальные радиотелескопы – сверхбольшие антенные системы, сверхчувствительные радиоприемные устройства и современнейшие методы обработки сигналов. Благоприятное влияние радиофизики на астрономию этим, естественно, не исчерпывается. Приведем всего два примера.

Еще в 60-е гг. XX в. были обнаружены космические мазеры в микроволновом диапазоне, а затем в 1990-е гг. и в миллиметровом диапазоне радиоволн [91]. Сравнительно давно был открыт также мазерный эффект в геокосмосе [92].

Возможность существования лазерного эффекта была предсказана еще в начале 70-х гг. прошлого века [93]. В астрофизических условиях может идти речь только о непрерывном режиме лазера (да и мазера). И хотя лазерное усиление и стимулированное излучение в оптическом диапазоне в газовых средах вблизи ярких звезд – явление, по-видимому, весьма распространенное, обнаружить их намного сложнее, чем мазерный эффект в космосе [94]. Во-первых, лазерный эффект проявляется не так очевидно, как мазерный. Во-вторых, его трудно наблюдать на фоне излучения фотосферы звезды. Добавим, что лазерный эффект – это не просто нелинейный процесс в оптическом квантовом генераторе, он представляет со-

бой яркий пример процесса самоорганизации (см. подраздел 4.15).

### 3.3. Нелинейная радиофизика

Радиофизика сформировалась в 30 – 40 гг. XX в., благодаря интенсивному развитию радиотехники, радиосвязи, радиовещания, радионавигации и особенно радиолокации. Радиофизика опиралась на общую теорию колебаний и волн, физическую электронику, а также электродинамику. Важную роль в становлении радиофизики сыграла нелинейная теория колебаний, лежавшая в основе работы большинства радиотехнических и электронных приборов, устройств и систем.

С конца 50-х гг. XX в. нелинейная радиофизика бурно развивалась [95, 96]. Это связано с исследованием процессов усиления, преобразования и генерации электромагнитных волн в устройствах СВЧ диапазона и в линиях передачи электромагнитной энергии, содержащих нелинейные элементы.

С изобретением лазеров и мощных радиопередающих устройств во всех диапазонах радиоволн круг задач, решаемых нелинейной радиофизикой, значительно расширился (см., например, [68, 69, 72, 76 – 78, 97 – 100]). Методы нелинейной радиофизики широко применяются при распространении сильных радиоволн в газах, в кристаллах, в сегнетоэлектриках, в диэлектриках, в плазме, в ионосфере и т.д. [46, 47].

К эффектам нелинейной радиофизики приводит нелинейность материальных уравнений, нелинейность закона Ома, зависимости емкости от приложенного напряжения, индуктивности от силы протекаемого тока и т.д. Рассмотрим примеры.

Задачи нелинейной радиофизики обычно сводятся к решению уравнений Максвелла с нелинейными материальными уравнениями. Точные аналитические решения этих уравнений удается получить лишь для частных случаев. Остановимся на некоторых из них.

*Квазистатическая нелинейность.* Магнитные свойства среды считаются линейными. Связь между индукцией  $D$  и напряженностью электрического поля  $E$  – квазистатическая [101]. Это означает, что отклик среды успевает подстраиваться под изменение электромагнитного поля. Среда считается недиспергирующей, изотропной и без потерь. Тогда для плоской линейно-поляризованной волны справедливо следующее соотношение:

$$\frac{\partial E}{\partial x} \pm \frac{\sqrt{\varepsilon(E)}}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = 0. \quad (3.1)$$

Здесь  $c$  – скорость света в вакууме,  $\varepsilon(E) = \varepsilon_0^{-1} dD / dE$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная. Общее решение (3.1) представляется в неявном виде

$$E(t, x) = F\left(x \pm \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(E)}} t\right), \quad (3.2)$$

где  $F$  – функция, определяемая из начальных и граничных условий. Решение (3.2) описывает эффект укручения профиля нелинейной волны. Зная из (3.2)  $E$ , можно вычислить индукцию магнитного поля:

$$B(t, x) = \frac{1}{c} \int_0^E \sqrt{\varepsilon(E)} dE.$$

Другие примеры нелинейных задач электродинамики описаны, например, в [24, 46, 47].

*Квазистационарное приближение.* В низкочастотном пределе радиофизические задачи решаются методами квазистационарной теории. Вместо уравнений Максвелла для электромагнитного поля используют телеграфные уравнения для напряжения  $U$  и силы тока  $I$  в длинной линии.

Для простейшей дискретной линии передачи с нелинейной дифференциальной емкостью  $C(U) = C_0(1 + U/U_0)$  и дисперсией можно получить нелинейное уравнение [24]

$$U_{xx} - \frac{1}{v_0^2} U_{tt} + \frac{1}{2v_0^2 U_0} (U^2)_{tt} + \frac{a^2}{12} U_{xxxx} = 0. \quad (3.3)$$

Здесь  $v_0 = a/\sqrt{LC_0}$ ,  $L$  – дифференциальная индуктивность цепи,  $U_0$  – характерное напряжение,  $a$  – пространственный период ячейки. Уравнение (3.3) имеет стационарные решения как в виде кноидальных волн, так и в виде солитонов. В последнем случае

$$U(\xi) = \frac{U_m}{\operatorname{ch}^2 \xi / \xi_0},$$

где  $U_m = 6U_0\gamma(v_0/u)^2$  – амплитуда солитона,  $\gamma = (u/v_0)^2 - 1$ ,  $\xi = x - ut$ ,  $u$  – скорость солитона,  $\xi_0 = a/\sqrt{3\gamma}$  – ширина солитона.

*Несинусоидальная нелинейная электродинамика.* Традиционно решение задач нелинейной теории волн и колебаний базируется на принципиальном предположении, что огибающая изучаемого процесса мало изменяется на расстоянии порядка длины волны  $\lambda$  и за время порядка периода  $T$  колебания. В то же время в конце прошлого века значительное внимание стало уделяться изучению и практическому использованию несинусоидальных (кратковременных и знакопеременных, сверхширокополосных) волновых процессов и сигналов (см., например, [102 – 114]). Такие сигналы (волновые процессы) находят применение в наносекундной радиолокации, пикосекундной электронике в фемто- и аттосекундной оптике и т.п. [108 – 110]. В этом случае волновой пакет содержит всего несколько (1 – 5) колебаний, которые нельзя считать квазисинусоидальными. Кроме того, нелинейность чаще всего не бывает слабой (как в уравнениях КдВ, Бюргерса и др.). Поэтому электродинамику сильнонелинейных несинусоидальных полей надо строить, исходя из “первых принципов”. Такой подход развивает автор [111]. В основу положено преобразование годогра-

фа. Вместо уравнений Максвелла для компонент поля  $E(t, x)$  и  $B(t, x)$  плоской электромагнитной линейно-поляризованной волны решается линейная система уравнений для  $t(E, B)$  и  $x(E, B)$ :

$$\frac{\partial t}{\partial B} = -\frac{\partial x}{\partial E}, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial t}{\partial E} = -\mu_0 \frac{dD}{dE} \frac{\partial x}{\partial B}, \quad (3.5)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная. Здесь для простоты считается, что нелинейность квазистатическая и  $\varepsilon(E) = \varepsilon_0^{-1} dD/dE$ .

Автором [111] получены точные решения системы уравнений (3.4), (3.5).

*Нелинейная твердотельная радиофизика.* Нелинейная электродинамика плазмы твёрдого тела интенсивно развивалась в 60 – 70-е гг. XX в. [70, 74]. Причиной электродинамической нелинейности, как и в физике плазмы, является нагрев носителей и изменение их концентрации под действием сильного электромагнитного поля. Значения напряженности электрического поля  $E_0$ , при которых возникает тепловой механизм нелинейности, – относительно невелики (от 10 – 100 В/м и более). При  $E_0 > 10^4$  В/м наступает ударная ионизация и пробой полупроводников.

В отличие от газоразрядной плазмы полупроводниковая плазма весьма устойчива. Для неё неустойчивость скорее исключение, чем правило [74].

Особое место в физике полупроводников занимает эффект Ганна, открытый в 1963 г. [115]. Его суть, как известно, заключается в генерации когерентных СВЧ колебаний тока в кристалле (например, арсенида галлия) под действием сильного внешнего электрического поля ( $E_0 \sim 300$  кВ/м). Эффект Ганна – результат разогрева электронов и их перехода в область с меньшей эффективной массой. Как оказалось, электри-

ческие домены Ганна имеют самое непосредственное отношение к уединённым волнам (см., например, [18]).

К настоящему времени в нелинейной радиофизике изучен широкий круг явлений, связанных с нелинейным взаимодействием мощных электромагнитных волн со средой: самовоздействие и взаимодействие волн, фокусировка и дефокусировка пучков волн, генерация волн на кратных и комбинационных частотах, неустойчивость волн и их параметрическое взаимодействие, солитоны и ударные волны огибающих и т.д.

### 3.4. Нелинейная оптика

Все предпосылки для создания лазера (по крайней мере, газового) были уже в 30-е гг. XX в. [116]. Его изобретение, однако, задержалось примерно на 30 лет. Скорее всего, это было связано с “утечкой мозгов” в области ядерной физики (“урановой” проблемы), радиотехники и радиолокации. На их фоне оптика казалась чем-то второстепенным. В любом случае мазер был изобретён в 1954 – 1955 гг., а лазер – в 1960 г.

В начале 60-х гг. мощность непрерывных и импульсных лазеров составляла около 1 мВт и 1 кВт соответственно. Эти же значения на рубеже XX – XXI вв. увеличились примерно на 9 и 17 порядков соответственно.

Уже в 1961 г. П. Франкен (США) обнаружил первый нелинейный эффект – генерацию второй гармоники. Новое научное направление, еще в 20-х гг. XX в. по инициативе С.И. Вавилова получившее название нелинейной оптики, стремительно развивалось.

Вслед за второй гармоникой были сгенерированы третья, четвертая и более высокие гармоники. В 1962 – 1963 гг. было открыто и объяснено комбинационное рассеяние света. В 1965 г. экспериментально изучена самофокусировка света. В этом же году появились первые параметрические генераторы света. В середине 60-х гг. XX в. зародилась нелинейная спек-

троскопия, которая сначала использовала пикосекундные, затем фемтосекундные, а в настоящее время и аттосекундные импульсы. В 1971 – 1972 гг. было открыто и изучено явление обращения волнового фронта. Оно положило начало адаптивной оптике.

Научные результаты быстро внедрялись в практику. Нелинейная оптика – одна из немногих нелинейных наук, которая может “похвастаться” быстрым и широким внедрением своих эффектов в практику. Были освоены не только оптический, но и инфракрасный и субмиллиметровый, с одной стороны, а также ультрафиолетовый и отчасти рентгеновский диапазоны, с другой стороны. Встал вопрос о квантовых генераторах в гамма-диапазоне [6, 88, 117 – 120]. Сам термин “нелинейная оптика”, как и “нелинейная квантовая радиофизика”, стал слишком узким для охвата нелинейных эффектов в диапазонах длин волн от  $10^{-10}$  до  $10^{-4}$  м.

Появление нелинейной оптики привело к тому, что распространение света необходимо было описывать при помощи нелинейного волнового уравнения. Нелинейность возникала за счет зависимости комплексной диэлектрической проницаемости от амплитуды электрического поля. Такая зависимость появлялась в результате нагрева вещества (тепловой механизм нелинейности), изменения его параметров и, в частности, плотности (стрикционный механизм), нелинейного отклика атомных или молекулярных осцилляторов вещества (атомный механизм), приобретения свободными электронами скорости, соизмеримой со скоростью света (релятивистский механизм). В результате перечисленных механизмов нелинейной становится среда, в которой распространяется мощная электромагнитная волна. Этим механизмам соответствуют напряженности электрического поля  $E_0$  порядка  $10^3$ ,  $10^5$ ,  $10^{12}$  и  $10^{13}$  В/м или мощности  $P$  около  $10^{-2}$ ,  $10^2$ ,  $10^{16}$  и  $10^{18}$  Вт (см., например, [121, 122]).

В особо сильных полях ( $E_0 \sim 10^{18}$  В/м,  $P \sim 10^{28}$  Вт) нелинейным становится вакуум. Разумеется, речь идет не о классическом вакууме (пустоте), а о физическом вакууме, в котором рождаются и исчезают виртуальные частицы.

Именно нелинейная оптика (нелинейная квантовая радиофизика) стимулировала появление нелинейной теории электромагнитных волн. Ее основы были разработаны в 1961 – 1963 гг. Р. В. Хохловым и С. А. Ахмановым в СССР и Н. Бломбергом в США [123, 124]. Затем она получила развитие в целом ряде работ (см., например, [99, 123 – 130]). Для решения задач нелинейной оптики Р. В. Хохловым разработан метод укороченных уравнений, описывающих медленные изменения амплитуд взаимодействующих квазигармонических волн (см., например, [26]).

Предметом нелинейной оптики, как правило, являются эффекты, возникающие при распространении сильных электромагнитных волн в средах с дисперсией.

Методы нелинейной теории электромагнитных волн в значительной мере базировались на достижениях теории нелинейных колебаний и явились их продолжением. Начиная с 60-х гг. XX в., теория колебаний и волн стала рассматриваться как единая теория (см., например, [22, 24, 131 – 133]). В этой теории во всей полноте проявилось единство “нелинейного языка” и “нелинейного мышления”.

### 3.5. Нелинейная акустика

Нелинейная акустика в известном смысле представляет собой слабонелинейный вариант газодинамики или гидродинамики. Нелинейная акустика обычно описывает волны малой, но конечной амплитуды. При этом акустическое число Маха достаточно мало.

Нелинейная акустика – одно из старейших направлений физики нелинейных волн. Она зародилась еще в XIX в. Однако

резкий подъем интереса к ее задачам возник в конце 40-х – начале 50-х гг. XX в. И связано это, как уже упоминалось, с испытаниям ядерного оружия и мощных реактивных двигателей, полетами сверхзвуковой авиации и крупных ракет. Кроме того, для локации подводных целей и исследования природных сред были разработаны мощные акустические локаторы.

Источниками нелинейных акустических волн являются многие природные процессы – вторгающиеся в атмосферу крупные космические тела, взрывы вулканов, землетрясения, лавины, погодные фронты, тайфуны, торнадо, гром и т.д.

Акустические волны возбуждаются и распространяются в твердых телах, жидкостях, газах и плазме.

Все это потребовало развития теории, а также методов наблюдения и описания нелинейных акустических явлений [26, 134 – 138]. Для этого Р. В. Хохловым разработан метод медленно меняющегося профиля волны. На его основе уже в 1961 – 1963 гг. был создан математический аппарат нелинейной акустики. Получены новые уравнения, описывающие нелинейную эволюцию поля волны для плоских, сферических и цилиндрических возмущений в средах различной физической природы (см., например, [26, 135]).

Основной особенностью нелинейной акустики является необходимость учета нелинейных и диссипативных процессов. Влиянием дисперсии часто можно пренебречь.

К числу основных эталонных уравнений нелинейной акустики относится уравнение Бюргерса (1940 г.) (см., например, [38]):

$$v_t + vv_x = \nu v_{xx}, \quad (3.6)$$

где  $\nu$  – коэффициент, описывающий диссипацию (вязкость). При  $\nu = 0$  соотношение (3.6) представляет собой уравнение Римана. При точной компенсации нелинейного укручения профиля волны диссипацией возникает стационарное образование – ударная волна. Она описывается хорошо известным решением уравнения (3.6):

$$v = \frac{v_1 + v_2 e^{\xi/\xi_0}}{1 + e^{\xi/\xi_0}},$$

где  $\xi_0 = 2\nu/(v_1 - v_2)$ ,  $v_1 = v(-\infty)$ ,  $v_2 = v(+\infty)$ .

Заметим, что применение метода медленно меняющегося профиля приводит для скорости частиц в волне к уравнению следующего вида [26]:

$$v_x = \frac{\gamma + 1}{2c_s^2} v v_\tau + \frac{b}{2c_s^3 \rho_0} v_{\tau\tau}, \quad (3.7)$$

где  $c_s$  – скорость звука в невозмущенных условиях,  $\tau = t - x/c_s$ ,  $b$  – диссипативный коэффициент. Для  $v(0, \tau) = v_0 \sin \omega\tau$ , где  $\omega$  – частота волны до падения на нелинейную среду, из (3.7) для безразмерных величин имеем следующее соотношение:

$$w_z = w w_\Theta + \Gamma w_{\Theta\Theta}, \quad (3.8)$$

где  $\Theta = \omega\tau$ ,  $z = (\gamma + 1)\omega v_0 / 2c_s^2 x$ ,  $\Gamma = b\omega / (\gamma + 1)c_s \rho_0 v_0$ . Уравнение (3.8) также является уравнением Бюргерса. В этом случае оно описывает процесс самовоздействия первоначально синусоидальной волны. Его решение, найденное в 1961 г. Р. В. Хохловым, имеет вид [26]:

$$w = \frac{1}{1+z} \left( \pi \operatorname{th} \frac{\pi\Theta}{2\Gamma(1+z)} - \Theta \right), \quad -\pi < \Theta < \pi.$$

Это решение описывает постепенную трансформацию синусоидальной волны в волну с  $N$ -образным профилем (пилообразную волну).

К естественным обобщениям (3.6) относится следующее соотношение:

$$v_t + V(v)v_x = \nu v_{xx},$$

где  $V(v)$  – некоторая функция.

Заметим, что уравнение Бюргерса – одно из наиболее изученных, а значит и эталонных уравнений теории нелинейных волн.

При учете дисперсии в (3.6) получаем уравнение Бюргерса–Кортевега–де Вриза (БКДВ):

$$v_t + \nu v_x + \beta v_{xxx} = \nu v_{xx}.$$

Во второй половине XX в. нелинейная акустика достигла поразительных успехов (см., например, [134 – 138]). Был изучен широкий класс явлений, возникающих в средах при распространении мощных акустических волн: самовоздействие и взаимодействие волн, накопление нелинейных искажений, фокусировка и дефокусировка акустических пучков, генерация высших гармоник и комбинационных частот, деление частоты, параметрические эффекты, фоновое эхо в физике твердого тела, обращение волнового фронта в кристаллах, акустические солитоны, стохастические нелинейные процессы и многое другое. Можно утверждать, что нелинейная акустика всегда стремилась “угнаться” за достижениями нелинейной оптики и нелинейной радиофизики. И это ей удавалось сделать в полной мере.

Благодаря достижениям нелинейной акустики получило развитие новое научное направление – нелинейная прикладная акустика [135, 137, 138]. В частности, были созданы эффективные “нелинейные” гидролокаторы [136]. Эти вопросы подробнее обсуждаются в подразделе 4.4.

### 3.6. Нелинейная физическая механика

Как уже отмечалось, нелинейность в естествознании, точнее в физике, впервые появилась в механике. Разумеется, нелинейные колебания и волны всегда были предметом исследования механики [22, 30, 43 – 47, 131, 133, 139, 140, 141].

Современная физическая механика использует нелинейные динамические уравнения. Новый всплеск интереса к задачам

физической механики возник после открытия явления ФПУ (см., например, [13]), второго рождения уединённой волны (солитона) [16] и динамического хаоса [142].

Нелинейная физическая механика изучает нелинейную динамику различных физических систем. К ним относятся как дискретные (с малым и большим числом степеней свободы), так и распределённые одномерные системы [30, 139, 143, 144 – 147].

Постепенно центр тяжести в исследованиях от ангармонических осцилляторов и их систем, динамики солитонов, странных аттракторов и т.п. сместился в сторону исследования турбулентности, сложных нелинейных систем с переменной структурой, систем с памятью, самообучающихся систем, задач нелинейной квантовой динамики и т.д. [35, 36].

### 3.7. Нелинейная термодинамика

Нелинейная термодинамика служит количественному описанию неравновесных процессов в общем случае в открытых системах. Состояние элемента среды характеризуется термодинамическими параметрами, зависящими от координат и времени. Состояние изучаемой системы обычно описывается при помощи уравнений баланса, которые представляют собой законы сохранения массы, числа химически взаимодействующих частиц, энергии, импульса и т.д. Типичное уравнение баланса для динамической величины  $\rho$  имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = q_{pr} - q_l, \quad (3.9)$$

где  $\vec{j} = \rho \vec{v}$ ,  $\vec{v}$  – скорость переноса,  $q_{pr}$  – скорость производства,  $q_l$  – скорость потерь.

Для каждой физической величины  $\rho_i$  в общем случае имеют место нелинейные зависимости:

$$j_i = f(t, \rho_1, \rho_2 \dots \rho_n), \quad 1 \leq i \leq n, \\ q_{pri} = \varphi(t, \rho_1, \rho_2 \dots \rho_n),$$

$$q_l = F(t, \rho_1, \rho_2 \dots \rho_n).$$

Это значит, что система уравнений баланса типа (3.9) является нелинейной. Это приводит к далеко идущим последствиям, обсуждаемым ниже.

### 3.8. Нелинейные модели в химии

В большинстве случаев химический процесс осуществляется сложным, многостадийным преобразованием молекул исходного вещества в молекулы продуктов реакции. Процесс преобразования развивается во времени. Каждая реакция имеет конечную скорость протекания (константу скорости  $k_i$ ). В целом многостадийная реакция в однородной среде описывается системой уравнений следующего вида:

$$\frac{dC_i}{dt} = F_i(C_1 \dots C_N, k_1 \dots k_M), \quad (3.10)$$

где  $C_i$  – концентрация  $i$ -ой компоненты (их всего  $N$ ),  $M$  – число химических реакций (число стадий).

Система кинетических уравнений (3.10) – в общем случае нелинейная. Поведение её решений существенно зависит от точности задания начальных условий. Поэтому возникновение детерминированного хаоса в химических системах – дело обычное [148].

Детерминированный хаос в химии был открыт в 70-е гг. прошлого века в результате детального изучения автоколебательной реакции Белоусова–Жаботинского [149]. Автор [150] теоретически обосновал возможность возникновения детерминированного хаоса в химических системах.

Разумеется, химическим системам также свойственно явление самоорганизации, заключающееся в возникновении в реагирующих веществах пространственно-временных диссипативных структур (см., также [149, 151]). Эти исследования берут своё начало с опытов Б. П. Белоусова и моделирования А. Тьюринга (см. ниже соотношения (3.33), (3.34)).

### 3.9. Нелинейные модели в биологии и биофизике

Еще не так давно биология рассматривалась как антипод физике, а жизнь – антипод косной материи. Постепенно математические и физические методы проникли в биологию. Возникли математическая биология и биологическая физика. Сейчас уже никто не сомневается, что биология сложнее физики, а биологические модели сложнее физических моделей. Без сомнения, биологические модели, чаще всего, – нелинейные, хотя, кажется, термин “нелинейная биология” пока отсутствует. По-видимому, биологические модели отличаются бóльшим разнообразием, чем физические модели. Есть надежда, что число математических моделей в биологии не так уж велико. Дело в том, что внутренняя сложность биологических объектов часто не проявляется при изучении взаимодействий между объектами, а поэтому она может не учитываться. Биологические объекты (как и экологические) могут функционировать как достаточно простые объекты с малым числом эффективных степеней свободы. Благодаря именно этому обстоятельству в биологических системах возникают упорядоченные структуры, имеют место законы синергетики, сполна проявляются нелинейные свойства объектов и их моделей [47, 152 – 159].

Ф. Дайсон (см., например, [157]) пишет, что “по мере того, как будут углубляться наши знания, мы столкнёмся с тем, что различия между биологией и электроникой будут всё более стираться”. Электроника же, без сомнения, относится к нелинейным наукам, а ее технологии, как правило, – нелинейные.

Знание нелинейных закономерностей биологических объектов даёт возможность вмешиваться в их деятельность, управлять ими. Можно будет также целенаправленно формировать живые системы, образовывать нужные человеку упорядоченные пространственно-временные структуры (конечно же, нелинейные).

### 3.10. Нелинейные модели в экологии

Первые экологические модели появились в начале прошлого века [152, 153]. Эти модели описывали численность  $n$  той или иной популяции в зависимости от их скорости размножения  $\alpha$ , скорости вымирания  $\beta$ , способности мигрировать и т.д. Последняя аналогична процессу диффузии с соответствующим коэффициентом  $D$ .

Простейшая экологическая модель имеет вид:

$$\dot{n} = \alpha n - \beta n + D \Delta n. \quad (3.11)$$

При  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $D = \text{const}$  модель (3.11) является линейной. В силу специфики полового размножения, а также из-за ограниченности ареала обитания и последующей внутривидовой конкуренции  $\alpha = f(n)$ , где  $f$  – определенная, обычно нелинейная, функция. В частности, в результате внутривидовой конкуренции для  $n$  справедлив логистический закон, при котором

$$\alpha(n) = \alpha_0 \left(1 - \frac{n}{n_0}\right),$$

$$n_0 = n_\infty \left(1 - \frac{\beta}{\alpha_0}\right)^{-1},$$

где  $n_\infty$  – стационарное значение  $n$ , достигаемое при  $D = 0$  и  $t \rightarrow \infty$ .

Дальнейшее усложнение модели (3.11) связано с зависимостью  $\alpha$  от массы пищи  $m$ . При этом  $\alpha_0 = \alpha_0(m)$ . В данном случае для  $m$  необходимо иметь своё уравнение, например, вида

$$\dot{m} = F(m, n). \quad (3.12)$$

Здесь  $F$  – заданная функция.

Система уравнений (3.11) и (3.12) при этом становится нелинейной со всеми вытекающими из этого факта последствиями.

К классическим моделям экологии также относится нелинейная модель “хищник – жертва”, изученная Лоткой и Вольтеррой еще в начале XX в. [152, 153]. Она имеет вид

$$\dot{n}_1 = \alpha n_1 - k_1 n_1 n_2, \quad (3.13)$$

$$\dot{n}_2 = k_2 n_1 n_2 - \beta n_2, \quad (3.14)$$

где  $\alpha^{-1}$  – время воспроизводства жертвы численностью  $n_1$ ,  $\beta^{-1}$  – время жизни хищника численностью  $n_2$ ,  $k_{1,2} > 0$  – коэффициенты взаимодействия.

Модель (3.13), (3.14) описывает нелинейные колебания  $n_1$  и  $n_2$  вокруг устойчивого положения, которому соответствуют численности

$$n_{10} = \frac{\beta}{k_2}, \quad n_{20} = \frac{\alpha}{k_1}.$$

Частота колебаний  $\omega = (\alpha\beta)^{1/2}$ .

Разумеется, существуют и другие, более сложные нелинейные модели в экологии [153]. В настоящее время соответствующее научное направление бурно развивается (см., например, [155]).

### 3.11. Нелинейные модели в геологии и геофизике

Процессы внутри нашей планеты, на её поверхности, в атмосфере и околоземном космосе (геокосмосе), как правило, характеризуются значительной энергетикой, а значит, описываются нелинейными моделями [160, 161]. К ним, в частности, относится модель Э. Лоренца (см. подраздел 3.16). Внутри Земли, в мантии, имеет место конвекция, по-видимому, возникают упорядоченные структуры, напоминающие ячейки Бенара (см. цветную вклейку, рис. 3.12) или облачные структуры Рэля в атмосфере (там же, рис. 3.13). Землетрясения и извержения вулканов сопровождаются целым комплексом нелинейных процессов в литосфере, атмосфере и даже в ионосфере и магнитосфере (там же, рис. 3.14 – 3.16). Нелинейной является погодная система океан–суша–атмосфера. К нелинейным образованиям относятся многие метеопроцессы – бури, грозы, циклоны, струйные течения, смерчи, ураганы и т.п. (там же,

рис. 3.17 – 3.19). Важно, что ряд процессов в Мировом океане, литосфере и приземной атмосфере способны “отзываться эхом” в геокосмосе и геомагнитном поле. Автором введены в рассмотрение системы ТАИМ (тектоносфера – атмосфера – ионосфера – магнитосфера), ОАИМ (океан – атмосфера – ионосфера – магнитосфера) и ЗАИМ (Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера) [162 – 164]. Существенно то, что между подсистемами существуют прямые и обратные связи, а сами системы относятся к нелинейным. Нелинейность систем ТАИМ и ЗАИМ приводит к далеко идущим последствиям – к существованию детерминированных и хаотических режимов, их перемежаемости, возникновению процессов самоорганизации и упорядоченных структур, к срабатыванию триггерных механизмов высвобождения энергии, к сильной зависимости процессов от точности задания начальных условий и т.п.

Рассмотрим примеры нелинейных моделей в системе ЗАИМ [165].

*Взаимодействие океана с тропическим циклоном.* Этот метеорологический объект является одним из элементов системы ОАИМ и обеспечивает взаимодействие подсистем при помощи акустических, электромагнитных, квазистатических электрических и магнитных полей. Циклон черпает свою энергию у океана. Их взаимодействие описывается следующей системой уравнений (уравнениями баланса) [165]:

$$\frac{dv_0}{dt} = a_0 \frac{t_1 - t_{1m}}{t_s - t_{1m}} \left(1 + k_1 \frac{v_1}{v_0}\right) - b_0 v_0^2, \quad (3.15)$$

$$\frac{dt_1}{dt} = -b_1 (t_1 - t_{1m}) v_0^2 + \frac{t_s - t_1}{\tau}, \quad (3.16)$$

где  $v_0$  – тангенциальная скорость ветра на внутренней границе циклона,  $t_1$  – температура океана,  $t_{1m} \approx 23^\circ\text{C}$  – температура холодных слоев воды,  $a_0 \approx 45 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{сут}^{-1}$  и  $b_0 \approx 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}\cdot\text{с}\cdot\text{сут}^{-1}$  – эмпирические коэффициенты,  $k_1 \approx 1/12$  – коэффициент,  $v_1$  – скорость поступательного движения циклона,  $b_1 \approx$

$3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^2 \cdot \text{сут}^{-1}$  – эмпирический коэффициент,  $t_s \approx 28 - 30^\circ\text{C}$  – температура поверхностного слоя воды в океане в сезон существования циклонов,  $\tau \approx 7 - 10$  суток – характерное время восстановления температуры в океане после прохождения циклона.

Добавим, что первое слагаемое в (3.15) описывает рост скорости ветра в циклоне за счет отбора тепловой энергии у воды, а второе – ее уменьшение в результате трения воздуха о поверхность воды. В уравнении (3.16) первое слагаемое характеризует охлаждение поверхностного слоя воды, а второе – восстановление температуры этого слоя.

*Взаимодействие атмосферы с магнитосферой.* Высыпание заряженных частиц из магнитосферы в атмосферу и связанные с этим процессы – один из каналов взаимодействия подсистем в системе ЗАИМ. Система уравнений (уравнений баланса) имеет вид [162 – 165]:

$$\frac{dw}{dt} = I_w + \Gamma_w n w - \nu_w w, \quad (3.17)$$

$$\frac{dn}{dt} = I_n + \gamma_n n w, \quad (3.18)$$

где  $w$  – плотность энергии свистовых (ОНЧ) и альвеновских волн,  $I_w$  – источник мощности этих волн,  $n$  – число энергичных частиц в магнитной силовой трубке, содержащей источник волн,  $\nu_w^{-1}$  – время становления плотности энергии  $w$ ,  $\Gamma_w$ ,  $\gamma_n$  – коэффициенты связи,  $I_n$  – источник энергичных частиц.

Одним из результатов, следующим из системы (3.17), (3.18), является триггерность эффекта высыпания частиц. При этом энергия высыпающихся частиц может на 3 – 5 порядков превышать энергию первичного возмущения [162 – 165].

В системе ЗАИМ проводятся высокоэнергетические активные эксперименты. Можно сказать, что во второй половине XX в. эта природная система превратилась в “нелинейную лабораторию” [69, 72, 77, 78, 161 – 166].

### 3.12. Нелинейные модели в экономике

Как микро-, так и макроэкономические модели являются нелинейными математическими моделями. Им присущи все свойства таких моделей – самоускоряющийся рост, деградация, взлёты и падения, возникновение пространственно-временных структур, точек бифуркаций, перемежаемость хаотических и упорядоченных структур, сильная зависимость от точности задания начальных условий и т.д.

Целый ряд экономических моделей описан в работах [167 – 171]. Рассмотрим одну из них подробнее [171].

В качестве базовой динамической модели макроэкономики выбраны нелинейные уравнения баланса вида

$$\dot{x} = q_{pr1}(x, y) - q_{l1}(x, y), \quad (3.19)$$

$$\dot{y} = q_{pr2}(x, y) - q_{l2}(x, y). \quad (3.20)$$

Здесь  $x$  – накопления “владельцев”, число которых  $n_1$ ,  $y$  – величина, обратная цене,  $q_{pr1,2}$  – скорости “производства”,  $q_{l1,2}$  – скорости “потерь”. К дифференциальным уравнениям прибавлены также следующие алгебраические уравнения (законы сохранения):

$$n_1 + n_2 = n, \quad (3.21)$$

$$n_1 x + n_2 x_2 = nX, \quad (3.22)$$

где  $n_2$  – число “трудящихся”,  $n$  – число экономически активных людей,  $x_2$  – накопления трудящихся людей,  $X$  – сумма накоплений.

Далее авторы [171] базовую модель адаптируют к модели общества России конца XX в. – начала XXI в. Общество разбито на восемь групп – неработающих пенсионеров, пенсионеров, работающих в бюджетных и частных предприятиях, работников реального сектора, бюджетных предприятий и сырьевой сферы, “владельцев” и “элиту” (олигархов, менеджеров и

чиновников). В эту модель вошло восемь нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, аналогичных (3.19), (3.20), а также законы сохранения, подобные (3.21), (3.22).

Анализ упомянутой системы уравнений показал, что она имеет два стационарных и устойчивых решения, соответствующих низкопродуктивному и высокопродуктивному состояниям макроэкономики. Россия находится в первом из них. Существует возможность переходов из одного состояния в другое. Модель позволяет выявить главные параметры, управляющие этими переходами. Важно, что рыночная самоорганизация не способна перевести экономику из низкопродуктивного состояния в высокопродуктивное. Для этого необходимы серьезные усилия со стороны государства. Как тут не вспомнить рейганомику в США 80-х гг. прошлого века или наблюдаемое китайское “экономическое чудо”?

### 3.13. Нелинейные модели в социологии

Эволюция больших социальных групп также описывается нелинейными моделями и, в частности, системой нелинейных дифференциальных уравнений. Вид и сложность такой модели зависит от её назначения. Ниже, в качестве примера, рассмотрим одну из таких моделей.

Оказывается, что к развитию человечества также применим системный подход и методы синергетики. С. П. Капица показал, что в течение миллиона лет число жителей Земли описывается промежуточной асимптотикой вида [1]:

$$N = \frac{C}{t_f - t}, \quad (3.23)$$

где  $C = \text{const}$ ,  $t_f$  – время обострения.

Соотношение (3.23) свидетельствует о том, что население нашей планеты является самоорганизующейся системой.

Решению (3.23) соответствует уравнение

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N^2}{C}$$

или ему равноценное

$$\frac{dN}{dt} = \frac{C}{(t_f - t)^2}. \quad (3.24)$$

При этом относительная скорость роста  $N^{-1}dN/dt$  пропорциональна числу жителей. Это приводит к самоускоряющемуся росту  $N$ . При достаточно малых  $t_f - t$  закон (3.24) должен смениться следующим [1]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{C}{(t_f - t)^2 + \tau^2}, \quad (3.25)$$

где  $\tau \approx 42$  года – характерное время для человека, определенное эмпирически. Закон (3.25) обеспечивает стабилизацию  $N$  на уровне около 14 млрд человек.

Самоорганизующимися могут быть и меньшие группы людей – жители одной страны, представители определенного класса, партии и т.д. Результатом самоорганизации, по-видимому, являются бунты, революции и другие социальные потрясения. Даже такое “безобидное” мероприятие, как выборы в парламент или президента, можно отнести к процессам самоорганизации в обществе [172]. Нет сомнений, что перечисленные процессы описываются нелинейными моделями.

Оказывается, что нелинейные модели применимы не только для больших социальных групп. В работе [173], например, приведена нелинейная модель отношений поэта Ф. Петрарки и его возлюбленной Лауры.

Нелинейная динамика любовных отношений Петрарки и Лауры описывается при помощи следующих уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= -\alpha_1 L + \beta_1 \left( P \left( 1 - \frac{P^2}{P_0^2} \right) + A_P \right), \\ \frac{dP}{dt} &= -\alpha_2 P + \beta_2 \left( L + \frac{A_L}{1 + aZ} \right), \end{aligned}$$

$$\frac{dZ}{dt} = \varepsilon(-Z + \mu P),$$

где  $L$  и  $P$  – функции, определяющие степень влечения Лауры и Петрарки,  $Z$  – функция, характеризующая вдохновение поэта,  $A_P$  и  $A_L$  – коэффициенты, описывающие величину любовных призывов,  $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2, \varepsilon, \mu$  – неотрицательные коэффициенты, обратные величины которых дают характерные времена динамики любовных отношений. Все коэффициенты оценивались по времени появления и степени лиричности поэм, посвященных Лауре. Всего таких поэм 42, но только 23 из них имеют уверенную датировку.

Приведенная математическая модель свидетельствует о взлетах эмоций и охлаждениях в отношениях поэта и Лауры. Процесс был квазипериодическим с периодом  $T \approx 4$  года и продолжался около 17 лет. Колебания (или волны любви) были явно нелинейными. Время нарастания чувств было около 1 года, а время их спада – около 3 лет.

### 3.14. Солитоны и солитоника

После открытия явления ФПУ численные эксперименты Н. Забуского и М. Крускала [16] нанесли второй сокрушительный удар по линейному мировоззрению. В 1965 г. эти авторы изучали взаимодействие двух уединенных волн, описываемых решением уравнения КдВ вида

$$v_t + vv_x + v_{xxx} = 0. \quad (3.26)$$

Их интересовал результат столкновения двух уединенных волн. Казалось бы, в результате нелинейного взаимодействия форма волн должна существенно и непредсказуемо измениться. Численный эксперимент это не подтвердил. Более того, он продемонстрировал неизменность формы волн. Они в определенном смысле взаимодействовали как две частицы при упругих столкновениях. Это навело на мысль авторов [16] назвать

уединенную волну солитоном (от латинского слова solus – один), дав ему окончание, свойственное частицам.

Аналитическое решение задачи взаимодействия двух солитонов, удовлетворяющих уравнению (3.27), может быть получено несколькими способами (см., например, [2, 4, 24, 27]). Оно имеет вид:

$$v(t, x) = (A_1 - A_2) \frac{A_1 \operatorname{sh}^{-2}(\xi_1/\xi_{10}) + A_2 \operatorname{ch}^{-2}(\xi_2/\xi_{20})}{\left(\sqrt{A_1} \operatorname{cth}(\xi_1/\xi_{10}) - \sqrt{A_2} \operatorname{th}(\xi_2/\xi_{20})\right)^2}, \quad (3.27)$$

где  $\xi_{1,2} = x - u_{1,2}t$ ,  $u_{1,2}$  – скорости солитонов,  $A_{1,2}$  – их амплитуды,  $\xi_{10,20}$  – длительности солитонов. При  $A_1 > A_2$ ,  $\xi_1 \rightarrow \pm\infty$  и  $\xi_2/\xi_{20} \leq 1$  из (3.27) следует, что

$$v(t, x) \approx \frac{A_2}{\operatorname{ch}^2(\xi_2/\xi_{20} \mp \Theta_0)}, \quad (3.28)$$

где  $\Theta_0 = \operatorname{arcth}\sqrt{A_2/A_1}$ . В то же время при  $\xi_2 \rightarrow \pm\infty$  и  $\xi_1/\xi_{10} \leq 1$  получим

$$v(t, x) \approx \frac{A_1}{\operatorname{ch}^2(\xi_1/\xi_{10} \pm \Theta_0)}. \quad (3.29)$$

Из выражений (3.28) и (3.29) видно, что единственным результатом взаимодействия классических солитонов является сдвиг их фаз на  $\pm\Theta_0$ .

После публикации работы [16] интерес к исследованию солитоноподобных объектов резко усилился. Солитоном стали называть любые уединенные устойчивые структуры, сохраняющие те или иные параметры.

Примерами солитонов в расширенной трактовке являются элементарные частицы (элементарная частица – солитон квантовых полей), гипотетический монополю Дирака, флюксон (квант магнитного потока), нервные импульсы в живых организмах, электрические домены Ганна, уединенные волны в радиоэлектронных приборах и электрических линиях (волноводах), цунами, циклоны, Большое Красное Пятно в атмосфере Юпитера, черные дыры, спиральные галактические структуры

и т.д. (см. цветную вклейку, рис. 3.10, 3.13 – 3.16) (см., например, [13, 16 – 37, 40, 139, 143 – 148, 202]).

В 1967 г. предложен мощный аналитический метод решения нелинейных волновых уравнений – метод обратной задачи рассеяния (см., например, [2, 8]).

В настоящее время междисциплинарная наука о солитонах – солитоника – продолжает бурно развиваться.

Далее обсудим лишь три примера солитонов.

Диссипативный солитон обязан своим существованием притоку энергии, вещества, информации и т.д. Простейшей моделью, описывающей такой солитон, является следующее уравнение:

$$v_t + v_0 v_x = \nu v_{xx} + \alpha v^2 - \beta v, \quad (3.30)$$

где  $v_0 = \text{const}$ ,  $\alpha, \beta > 0$ . Член  $\alpha v^2$  описывает источник, а член  $(-\beta v)$  – потери. Для  $\xi = x - ut$  при  $v(\pm\infty) = v'(\pm\infty) = 0$  и  $u = v_0$  решение (3.30) имеет вид:

$$v(t, x) = \frac{v_m}{\text{ch}^2 \xi / \xi_0}, v_m = \frac{3\beta}{2\alpha}, \xi_0 = 2\sqrt{\frac{\nu}{\beta}}.$$

Значение  $v_m$  в отличие от классического солитона от скорости  $u$  не зависит.

Диссипативные солитоны в природе встречаются значительно чаще, чем классический солитон. Первый из них подпитывается энергией (веществом и т.д.).

Второй пример касается солитона огибающей, который описывается нелинейным уравнением Шредингера (НуШ) вида (см., например, [19, 24])

$$iv_t + v_{xx} + \beta v|v|^2 = 0, \quad \beta > 0. \quad (3.31)$$

Применительно к группе волн на воде уравнение (3.31) было получено в 1969 г. В. Е. Захаровым. В 1971 г. В. Е. Захаров и А. Б. Шабат проинтегрировали его методом обратной задачи рассеяния.

Решая (3.31), получим

$$v(t, x) = \frac{v_m}{\text{ch} \left( \frac{b}{2} \xi_1 \right)} e^{i \frac{u_1}{2} \xi_2},$$

где  $\xi_1 = x - u_1 t$ ,  $\xi_2 = x - u_2 t$ ,  $u_{1,2}$  – скорости перемещения огибающей и фазы,  $v_m = b/(2\beta)^{1/2}$ ,  $b^2 = (u_1 - 2u_2)u_1$ .

Волна с наибольшей амплитудой в группе волн на воде носит название “девятый вал” (см. цветную вклейку, рис. 3.17).

Из многомерных солитонов, пожалуй, лучше всего изучен двумерный солитон, описываемый уравнением Кадомцева–Петвиашвили (КП), которое было получено в 1970 г. (см., например, [18]). Оно имеет вид:

$$(v_t + \nu v_x + \beta v_{xxx})_x = \alpha v_{yy}, \quad \alpha, \beta = \text{const}. \quad (3.32)$$

Решение (3.32) также можно получить методом обратной задачи рассеяния [2, 27, 74].

Приведенные примеры свидетельствуют, что солитон – это не экзотическое образование, как считалось ранее. Напротив, солитон вездесущ, солитон многолик. Солитон – фундаментальное понятие в нелинейной науке, он играет такую же всеобъемлющую роль, как осциллятор в линейной науке.

### 3.15. Становление синергетики

Явления самоорганизации были обнаружены достаточно давно. К ним можно отнести галактические структуры, 11-летний цикл солнечной активности, кольца Сатурна, ячейки Бенара, описанные в 1900 г., их “родственники” – облака почти правильной формы, волновой рельеф песка или снега, образование “ступенек” в горных реках и многое другое (см. цветную вклейку, рис. 3.7, 3.8, 3.18, 3.19, 3.20). Никому, однако, не приходило в голову связать эти природные явления воедино.

Все началось с опытов химика Б. П. Белоусова. В 1950 г. он обнаружил периодическую химическую реакцию. Результаты его открытия не укладывались в рамки существовавших (есте-

ственно, линейных) воззрений, и их отказались печатать. Эти результаты оставались неизвестными в течение примерно десяти лет. В 60-е гг. XX в. опыты Б. П. Белоусова были продолжены А. М. Жаботинским (см., например, [149]). С тех пор реакция Белоусова–Жаботинского стала классической. Она сыграла важную роль в рождении теории самоорганизации.

Второй вехой в становлении этой теории послужили результаты математического моделирования явления морфогенеза, выполненные в 1952 г. А. Тьюрингом. Он решал следующую систему нелинейных уравнений для  $v_1$  и  $v_2$  [175]:

$$v_{1t} = D_1 \Delta v_1 + f_1(v_1, v_2), \quad (3.33)$$

$$v_{2t} = D_2 \Delta v_2 + f_2(v_1, v_2). \quad (3.34)$$

Здесь  $D_{1,2}$  – коэффициенты диффузии,  $f_{1,2}$  – нелинейные функции, описывающие кинетику реакций, индекс  $t$ , как обычно, обозначает производную по времени.

В ходе моделирования А. Тьюринг обнаружил возникновение пространственно-неоднородных стационарных диссипативных структур. Они возникали в результате срабатывания положительных и отрицательных обратных связей. Первые приводили к неустойчивости системы и обеспечивали рождение структур, вторые – стабилизировали процессы вдали от равновесия и задавали диапазон параметров существования структур.

С тех пор понятие диссипативной структуры стало ключевым в теории самоорганизации. Структура – это относительно устойчивое локализованное в пространстве и времени образование.

Систематическое изложение основ теории самоорганизации было выполнено в книге Г. Николиса и П. Пригожина, вышедшей из печати в США в 1977 г. (см. перевод книги [176]).

Годом позже появилась книга Г. Хакена [177]. Заметим, что именно Г. Хакен в 1972 г. ввел в обращение термин “синерге-

тика”. Можно утверждать, что становление основ синергетики завершилось к концу 70-х гг. XX в.

В настоящее время синергетика представляет собой междисциплинарную науку о самоорганизующихся процессах (см., например, [178, 179]). Такая трактовка синергетики, впрочем, не является общепринятой (см., например, предисловие редактора перевода в [180], дискуссию в [11], с. 76).

Явление самоорганизации возникает в динамических открытых и непременно нелинейных системах. Самоорганизация – одно из важнейших свойств мира. Вместе с тем самоорганизацию (или синергетику) вряд ли оправдано отождествлять с нелинейностью, как это делается (см., например, [1, 8, 11 – 12, 181 – 185]). На наш взгляд, последнее понятие намного объемнее, масштабнее и более разноплановое.

Диссипативные структуры многочисленны и разнообразны. Опишем лишь некоторые из них.

Классическим примером системы с самоорганизацией является лазер. Как известно, в отсутствие накачки атомы рабочего вещества колеблются совершенно случайным образом. Время когерентности  $\tau_c \sim 10^{-11}$  с. Под действием источника накачки внезапно внутри резко очерченной переходной области величина  $\tau_c$  достигает  $\sim 1$  с. Лазер приходит в новое – высокоорганизованное на макроскопическом уровне – состояние. В системе возникает самоорганизация. Это связано с согласованным (кооперативным) поведением возбуждаемых атомов. Важно, что эффект самоорганизации является пороговым. Очевидно, что диссипативными структурами служат образования из когерентно излучающих атомов в переходной области.

Из приведенного радиофизического примера следует, что радиофизика сыграла заметную роль в зарождении синергетики.

Следующий пример относится к модели тепловых структур [90]. Она имеет вид:

$$T_t = (k(T)T_x)_x + Q(T), \quad (3.35)$$

где  $T$  – температура,  $k(T)$  – нелинейный коэффициент теплопроводности,  $Q(T)$  – нелинейный источник тепла. Данное уравнение авторами [87] решалось численно для  $Q = Q_0 T^\beta$ ,  $k = k_0 T^\sigma$ , где  $k_0, Q_0, \sigma > 0, \beta > 1$ . Индексы в (3.35), как и раньше, означают дифференцирование.

В отсутствие диссипации (теплопроводности) уравнение (3.27) приобретает вид:

$$T_t = Q_0 T^\beta, \quad T(0) = T_0. \quad (3.36)$$

Решение (3.36) можно представить так:

$$T(t) = \frac{T_0}{(1 - t/t_f)^\alpha},$$

где  $\alpha = (\beta - 1)^{-1} > 0$ ,  $t_f = \alpha Q_0^{-1} T_0^{1-\beta}$  – характерное время. Видно, что при  $t \rightarrow t_f$  температура  $T \rightarrow \infty$ . Такой режим назван режимом с обострением, а  $t_f$  – временем обострения. За счет притока энергии от источника нагрев происходит с самоускорением, взрывоподобно. Поэтому подобные процессы именуются взрывными неустойчивостями.

Учет теплопроводности приводит к асимптотическому решению типа [90]:

$$T(t, x) = \frac{T_0}{(1 - t/t_f)^\alpha} f\left(\frac{x}{(t - t_f)^{\alpha_1}}\right), \quad \alpha_1 = \alpha(\beta - \sigma - 1).$$

Здесь  $f$  – известная функция.

Во всех областях параметров  $\beta$  и  $\sigma$  возникают режимы с обострением. При  $\beta < \sigma + 1$  ( $\alpha_1 < 0$ ) стационарные структуры не возникают. Если же  $\beta = \sigma + 1$  ( $\alpha_1 = 0$ ), при достаточно большом времени возмущение  $T$  оказывается пространственно-локализованным, а при  $\beta > \sigma + 1$  ( $\alpha_1 > 0$ ) ширина нагретой области оказывается постепенно сужающейся. Важно не только наличие упорядоченных структур, но важна и их форма.

Приведем решение (3.28) для  $\sigma = 2, \beta = 3$ :

$$T(t, x) = T(0, 0) \sqrt{\frac{t_f}{t_f - t}} \cos \pi \frac{x}{L},$$

где  $t_f = 3/(2Q_0 T^2(0, 0))$ ,  $L = \sqrt{3} \pi (k_0/Q_0)^{1/2}$ . Так как  $\alpha_1 = 0$ , данное решение при всех временах оказывается пространственно-локализованным. Развитие процесса нагрева во времени является типичным для режима с обострением.

Режим с обострением имеет много общего со взрывной неустойчивостью, простейшая модель которой может быть представлена в виде:

$$\frac{dA}{dt} = \gamma A^2 - \nu A, \quad A(0) = A_0, \quad (3.37)$$

где коэффициенты  $\gamma, \nu > 0$ . Взрывная неустойчивость возникает в случае, если приток энергии с ростом  $A$  растет быстрее, чем ее потери. В отличие от других неустойчивостей взрывная неустойчивость связана со стремлением  $A$  к бесконечности за конечное время

$$t_f = \nu^{-1} \ln \frac{A_0}{A_0 - A^{(0)}}.$$

Здесь  $A^{(0)} = \nu/\gamma$  – пороговое значение.

Решение (3.37) при  $A_0 > A^{(0)}$  имеет вид:

$$A(t) = \frac{A_0 A^{(0)}}{A_0 + (A^{(0)} - A_0) e^{\nu t}}$$

или

$$A(t) = \frac{A^{(0)}}{1 - e^{-\nu(t_f - t)}}.$$

Задолго до момента времени  $t_f$  амплитуда  $A(t)$  увеличивается примерно по экспоненциальному закону. Имеет место линейная стадия неустойчивости. С ростом  $t$  скорость роста  $A(t)$  увеличивается. При  $\nu(t_f - t) \ll 1$  имеем

$$A(t) \approx \frac{1}{\gamma(t_f - t)}. \quad (3.38)$$

Как видно из (3.38), вблизи  $t_f$  действительно возникает режим с обострением. Здесь  $A(t)$  растет по гиперболическому за-

кону. Асимптотическое решение  $A(t)$  при  $t \rightarrow t_f$  слабо (через  $t_f$ ) зависит от начального  $A_0$  и от порогового  $A^{(0)}$  значений.

Если в соотношении (3.37) вместо степеней 2 и 1 фигурируют показатели  $n_1$  и  $n_2$ , причем  $n_1 > n_2 > 0$ , асимптотическое решение такого уравнение при  $n_1 > 1$  имеет вид:

$$A(t) \approx \frac{1}{[\gamma(n_1 - 1)(t_f - t)]^{\alpha_2}}, \quad \alpha_2 = \frac{1}{n_1 - 1}.$$

Природе не свойственны бесконечности, поэтому реально происходит стабилизация взрывной неустойчивости, например, за счет ограниченности энергии источника неустойчивости, возникновения нового канала потерь.

Примером модели такой стабилизирующейся неустойчивости является следующая модель:

$$\frac{dA}{dt} = \gamma A^2 - \nu A - \beta A^3,$$

где неотрицательный коэффициент  $\beta$  – достаточно мал. При этом стационарное значение  $A_\infty = A(\infty) \approx \gamma/\beta$ . Время наступления процесса стабилизации  $t_\infty \approx (\beta A_\infty^2)^{-1}$ .

Огромная значимость режимов с обострением и взрывных неустойчивостей состоит в том, что они позволяют моделировать процессы с изменяющимся темпом эволюции (см. соотношения (3.23) – (3.25)).

Синергетика позволяет описать весьма сложные (со многими степенями свободы) нелинейные системы. Всё дело заключается в возможности выделения нескольких главных степеней свободы или выделенных переменных (параметров порядка). Их существование обусловлено проявлением общего принципа подчинения, который относится к одним из основных принципов самоорганизации.

Главной задачей синергетики является изучение эффектов самоорганизации в системах различной природы, поиск общих закономерностей возникновения этих эффектов.

Основной заслугой синергетики, по-видимому, является то, что она пытается объяснить, почему в системе появляются новые свойства, не присущие ее подсистемам.

Синергетика привела к философскому переосмыслению понятий “самоорганизация” и “нелинейность” [1, 8, 11, 181 – 185, 243 – 246].

### 3.16. Детерминированный хаос

К началу 60-х гг. XX в. классическая теория нелинейных колебаний и основы нелинейной радиотехники были построены. Но застой в нелинейной науке не возник. С одной стороны, бурно развивались нелинейная оптика, нелинейная акустика, нелинейная термодинамика, зародилась солитоника, а с другой стороны, было открыто (точнее переоткрыто через 70 лет после пионерских работ А. Пуанкаре) новое свойство нелинейного мира – детерминированный (или динамический) хаос. Этим мы обязаны американскому метеорологу Э. Лоренцу. Моделируя процесс конвекции атмосферного воздуха, в 1963 г. он получил и исследовал такую систему нелинейных уравнений [142]:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -a(x + y), \\ \dot{y} &= -y + bx - xz, \\ \dot{z} &= -cz + xy, \end{aligned} \quad (3.39)$$

где  $a, b, c$  – положительные константы. С тех пор система уравнений (3.39) называется моделью Лоренца. Оказалось, что в определенных диапазонах изменения параметров  $a, b$  и  $c$  возникают хаотические режимы.

Э. Лоренц впервые обнаружил необычный вид фазовых траекторий, названных в 1971 г. Д. Рюэлем и Ф. Такенсом странными аттракторами (см. цветную вклейку, рис. 3.21) [186]. Он показал, что небольшие изменения в начальных условиях системы нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка приводили к переходу от порядка (т.е. устой-

чивости фазовых траекторий) к хаосу (к их неустойчивости). Это явление затем было названо “бабтерфляй”-эффектом (или эффектом “бабочки”). Имелось в виду то, что взмах крыльев бабочки может привести к крупномасштабным высокоэнергетическим метеопоследствиям (например, урагану).

Настоящий бум интереса к детерминированному хаосу наблюдается с 70-х гг. прошлого века, когда была понята его универсальность. Этому в большой степени способствовало изучение детерминированного хаоса в простых радиотехнических (радиофизических) системах. Затем было показано, что такой хаос также мог возникать в физических, химических, биологических, экологических, технических, социальных и других системах [148, 154, 158, 187 – 201, 203 – 236].

Причиной хаоса является неустойчивость фазовых траекторий. Расстояние  $d$  между двумя, вначале расположенными сколь угодно близко, траекториями со временем увеличивается по закону

$$d = d(0)e^{\lambda t}, \quad (3.40)$$

где  $\lambda > 0$  – показатель неустойчивости. Следовательно, чувствительность к начальным данным ведёт к хаосу.

А. Пуанкаре на рубеже XIX – XX вв. первым понял, что в нелинейных системах (например, в задаче трех тел) могут возникнуть хаотические траектории. Трудно сказать, как бы развивалась наука, если бы подобный бум возник еще в конце XIX в. после появления работ А. Пуанкаре, посвященных хаотическому поведению механических систем. Впрочем, без компьютеров роль детерминированного хаоса вряд ли была понята в полной мере и оценена по достоинству.

Примерно через полвека после А. Пуанкаре А. Н. Колмогоров, а затем и В. Н. Арнольд и Ю. К. Мозер доказали, что траектории в фазовом пространстве в задачах классической механики обладают свойством нерегулярности (см., например, [13]).

“Странность” аттракторов Лоренца заключается в наличии двух (или большего числа) областей относительного и неполного притяжения (классическим аттрактором служит замкнутая кривая в фазовом пространстве, например, эллипс). Фазовые траектории могут “перескакивать” из одной области в другую. При этом их сечение имеет фрактальную структуру (см., например, [237, 238]).

Детерминированный хаос возникает в достаточно сложных (с  $n \geq 1,5$  степенями свободы), открытых и непременно нелинейных системах, которым свойственны коллективные (кооперативные) процессы. Переход к хаосу может осуществляться постепенно (мягкий режим) или скачком (жесткий режим).

Непредсказуемость поведения нелинейной системы связана с её переходом через бифуркацию, через точку раздвоения траектории на бифуркационной диаграмме в результате изменения управляющего параметра системы. Регулярные и нерегулярные режимы могут чередоваться при изменении этого параметра. Математической теорией бифуркаций является теория катастроф [239 – 242].

Важно, что вблизи точек бифуркаций нелинейная система очень чувствительна к флуктуациям. Незначительное по интенсивности воздействие может перевести систему в качественно новое состояние, в состояние с иным будущим.

Модель Лоренца, которая привела к открытию детерминированного хаоса, послужила еще одним фактором, поколебавшим основы линейного мировидения. Обнаружение детерминированного хаоса свидетельствует о существовании третьего (после детерминированных и случайных) и очень важного класса процессов. Стало ясно, что имеются процессы и системы с ограниченным пределом предсказуемости. Наша способность предсказывать поведение даже очень простых нелинейных систем ограничена горизонтом прогноза. Максимальный интервал предсказуемости определяется из соотношения (3.40):

$$t_{\max} = \lambda^{-1} \ln(d_{\max} / d(0)),$$

где  $d_{\max}$  – максимально допустимое расстояние между фазовыми траекториями. Важно, что  $t_{\max}$  конечно при сколь угодно малом  $d(0)$ .

### 3.17. Переосмысление категории нелинейности

В конце XX в. – начале XXI в. произошло коренное переосмысление категории нелинейности и её места в различных науках, а также в философии [1, 8, 11 – 12, 182 – 185, 243 – 246]. Была осознана совершенно необычная роль нелинейности. Это привело к революционным изменениям воззрений на научную картину мира, на методологию науки, на способ мышления и т.д. Опишем кратко, в чем это заключается.

1) Стало ясно, что нелинейность часто приводит к самоорганизации процесса или системы. Последняя развивается по своим законам. Ей противопоказано навязывание пути эволюции.

2) Хаос в нелинейных процессах и системах может выполнять созидательную функцию. Даже слабые флуктуации могут привести к грандиозным последствиям. В частности, получено теоретическое обоснование эмпирического факта, что один человек может повлиять на судьбу страны, общества и даже человечества.

3) Эволюция нелинейных образований и систем поливариантна. У системы, страны, общества и человечества существует выбор путей развития.

4) Настоящее определяется не только прошлым, но и будущим. Существует предопределенность в направлении развития. По выражению авторов [12], “Будущее “временит” настоящее”.

5) Нелинейность часто сопровождается самоускоряющимися, самостимулирующимися процессами, а также скачками,

которым предшествовали плавные изменения внешних условий.

Нелинейность может приводить к хаосу, распаду и деградации. Нелинейным процессам и системам свойственны не жесткий классический детерминизм, а “новый”, с элементами хаоса, детерминизм.

## Глава 4

### НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРИКЛАДНЫЕ НАУКИ

Открываемые нелинейные свойства и процессы всегда стремились и стремятся использовать для решения практических проблем и задач.

Не вызывает сомнений, что в XX в. необыкновенному прогрессу в областях радиотехники, средств радиолокации, радионавигации и телекоммуникаций, вычислительной техники, информационных технологий, ракетно-космической техники, ядерных и термоядерных технологий человечество обязано использованию нелинейных явлений, процессов, нелинейных способов обработки сигналов.

Можно констатировать, что не только фундаментальная, но и прикладная наука, как и её детища – техника и технологии, – являются нелинейными (см., например, [95, 134, 136, 248 – 260]).

На службу человеку поставлены не только нелинейные методы обработки сигналов, не только нелинейные колебания и волны, не только нелинейные ударноволновые процессы и технологии, не только нелинейные массо- и энергообменные процессы, но и нелинейные методы исследования материи, процессы с самоорганизацией, процессы с детерминированным хаосом, нелинейноволновые технологии в широком диапазоне частот и типов волн, солитонообразные процессы или структуры и т.д.

#### 4.1. Нелинейная радиолокация

В XX в. радиолокация достигла грандиозных успехов. Например, космические радары (по-другому – планетные радиолокаторы) еще в 60-е гг. прошлого века способны были лоцировать Луну и ближние планеты, удаленные от Земли примерно на 30 – 50 млн км. К 80-м гг. были лоцированы Венера, Марс, Меркурий и Солнце. Однако обычная (“линейная”) радиолокация не всесильна. Ее возможности существенно дополняют возможности нелинейной радиолокации (НРЛ) [252 – 254]. Последняя основана на приеме и анализе сигналов, нелинейно-рассеянных объектами естественного и искусственного происхождения.

Принцип действия НРЛ поясним на примере локации объектов искусственного происхождения. Радиоприемные устройства, как правило, состоят из печатных плат с проводниками, которые для зондирующих сигналов радиолокатора представляют собой элементарные антенны. В состав устройства входят микросхемы, диоды, триоды и т.п. Под действием зондирующих сигналов радара на нелинейных элементах устройства наводится переменная ЭДС, возникает нелинейное преобразование зондирующих сигналов. Элементарные антенны переизлучают на частотах высших гармоник и комбинационных частотах. Принимая и обрабатывая такие сигналы, можно судить о параметрах цели.

Разработки нелинейных радаров начались в середине 70-х гг. прошлого века в Великобритании, СССР и США. Типичные параметры радара следующие: частота – 0,7 – 1 ГГц, импульсная мощность – сотни ватт, средняя мощность – 0,1 – 1 Вт. Для радаров с непрерывным излучением мощность не превышает 10 Вт. Масса радаров составляет 1 – 20 кг, габариты – от нескольких сантиметров до нескольких дециметров, напряжение питания – 10 – 220 В. Дальность действия нели-

нейного радара зависит от его назначения и изменяется в пределах от нескольких метров до 1 км.

Нелинейные локаторы чаще всего используются для обнаружения технических средств съема и передачи информации, для поиска взрывных устройств с электронными схемами подрыва, для обнаружения терпящих бедствие людей, в различных системах охраны, при досмотрах ручной клади и багажа, для решения ряда военно-прикладных задач и т.п.

#### 4.2. Нелинейные антенны

Достижения микроэлектроники позволили превратить антенну из пассивного элемента (устройства) в приемно-обрабатывающее устройство (систему), в котором (или в которой) происходит предварительная и довольно сложная обработка сигнала. Чаще всего эта обработка является нелинейной, и такую антенну стали именовать нелинейной. Первыми появились антенны-выпрямители (ректенны), затем антенны-умножители частоты, антенны-смесители частоты, антенны-генераторы и т.д. В настоящее время в состав антенн нередко включают микропроцессоры, что существенно расширяет функциональные возможности антенн с обработкой.

Нелинейные антенны обладают двумя главными свойствами. Во-первых, параметры и характеристики антенны зависят от уровня наводимого (для приемных антенн) или подводимого (для передающих антенн) сигналов. Во-вторых, в поле излучения (для передающих антенн) и в нагрузке (для приемных антенн) появляются новые спектральные составляющие, которых не было во внешнем воздействии.

К настоящему времени теория нелинейных антенн существенно продвинулась. Разработана общая методика анализа таких систем, созданы пакеты прикладных программ, позволяющих производить анализ и даже синтез нелинейных антенн [251].

Нелинейные свойства антенн оказываются весьма важными при решении задач нелинейной радиолокации, проблем беспроводной передачи энергии, проблем электромагнитной совместимости и др. [251].

### 4.3. Нелинейная прикладная оптика

В настоящее время нелинейные явления широко используются в науке и технике, в частности для генерации высших комбинационных частот, параметрической генерации света, исследования вещества методами нелинейной спектроскопии, преобразования сигналов и изображений, в интересах адаптивной оптики и т. д. Рассмотрим эти приложения подробнее [123 – 125, 129, 261, 262].

*Генерация оптических гармоник.* Эффект генерации второй гармоники давно стал классическим. Особой наглядностью обладает эксперимент по преобразованию инфракрасного луча лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) в зеленый ( $\lambda = 0,53$  мкм) при прохождении излучения через кристалл ниобата бария.

Легко генерируются 3-я, 4-я и 5-я гармоники. При этом могут использоваться различные вещества. К. п. д. генерации, однако, с увеличением номера гармоники быстро падает. Поэтому приходится увеличивать мощность квантового генератора. Последняя ограничена величиной, при которой происходит оптический пробой вещества. Прочность вещества увеличивается при уменьшении длительности импульса излучения до значений  $\tau \sim 1 - 10$  пс. Так, в благородных газах и парах металлов пробой наступает при плотности потока энергии  $\sim 10^{16} - 10^{17}$  В/м<sup>2</sup>. Эта величина значительно больше той, при которой возникает пробой конденсированных сред.

В газах и парах металлов удается получить 5-ю и 7-ю гармоники излучения. Пока доступно значение  $\lambda_{\min} = 38,02$  нм.

Аналогично осуществляется генерация комбинационных гармоник. В этом случае в веществе имеет место трехволновое взаимодействие, которое происходит по схеме

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad (4.1)$$

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (4.2)$$

Соотношения (4.1), (4.2), называемые условиями пространственно-временного синхронизма, как известно, представляют собой законы сохранения энергии и импульса взаимодействующих фотонов.

*Параметрические генераторы света.* Они используют процесс распада мощной волны с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\vec{k}$  на две волны с частотами  $\omega_{1,2}$  и волновыми векторами  $\vec{k}_{1,2}$  согласно уравнениям (4.1), (4.2). Процесс распада называют также параметрическим процессом. Вследствие этого генераторы также именуют параметрическими.

Параметрический генератор устроен следующим образом. В оптический резонатор, состоящий из двух зеркал, помещен нелинейный кристалл. Зеркала прозрачны для волны накачки с частотой  $\omega$ . Волны с частотами  $\omega_{1,2}$  первоначально в резонаторе присутствуют в электромагнитных шумах. В результате когерентного трехволнового взаимодействия происходит раскачка неустойчивостей на частотах  $\omega_{1,2}$ . Левое зеркало для этих излучений непрозрачное, а правое – полупрозрачное. Обычно полезным является сигнал на одной из частот  $\omega_1$  или  $\omega_2$ , второй – подавляется при выходе из резонатора. Оба сигнала покидают резонатор после достижения определенного уровня мощности излучения.

Важно, что изменением ориентации нелинейного кристалла можно осуществлять плавную перестройку частоты в широких пределах. Например, при накачке второй гармоникой ( $\lambda = 0,53$  мкм) излучения лазера на основе кристалла ниобата лития удается получить когерентный пучок света в диапазоне  $\lambda = 0,55 - 3$  мкм.

К. п. д. ряда таких параметрических генераторов света может достигать 40 – 50 %.

*Нелинейная спектроскопия.* Нелинейная спектроскопия представляет собой совокупность методов, в которых для исследования строения вещества используются различные нелинейные явления в средах, облучаемых мощными источниками света [261, 262]. Примерами таких явлений могут быть генерация высших и комбинационных гармоник, нелинейное поглощение, самонаведенная прозрачность и др. Методы нелинейной спектроскопии основаны на наблюдении указанных процессов и изучении их зависимости от параметров источника излучения (мощности, частоты, поляризации, направления распространения и т. п.) [261, 262].

Нелинейная спектроскопия использует плавно перестраиваемые по частоте квантовые или параметрические генераторы излучения. Эта наука решает традиционные для спектроскопии задачи, но со значительно большей точностью и разрешением, а также новые, свойственные лишь нелинейной спектроскопии. К последним относятся, например, измерения частотных зависимостей нелинейных восприимчивостей вещества.

Нестационарная нелинейная спектроскопия изучает временной отклик квантовой системы на возбуждающие импульсы излучения. К примеру, исследование комбинационного рассеяния импульсов с  $\tau \sim 1$  пс позволяет получить отдельно времена жизни молекул в возбужденном состоянии и времена релаксации, определяющие ширину линии.

*Адаптивная оптика.* Она использует явление обращения волнового фронта (ОВФ) в нелинейных средах. Последнее, как известно, заключается в изменении направления распространения луча на  $180^\circ$  при отражении от адаптивного зеркала.

Обратимость лучей света, следующая из уравнений Максвелла, известна давно. Однако обратить световые лучи не удавалось из-за отсутствия устройств, способных выполнять эту операцию в реальном масштабе времени для сложной

(произвольной) структуры фронта волны. Эта процедура стала возможной при использовании одного из двух нелинейных явлений: четырехволнового взаимодействия или вынужденного рассеяния света на гиперзвуковых неоднородностях. Следует иметь в виду, что адаптивное зеркало, конечно, не плоское, а объемное.

Благодаря ОВФ стала возможна фокусировка реальными линзами крупноапертурных лазерных пучков в пятно с дифракционными (т. е. порядка длины волны  $\lambda$ ) размерами, когерентное суммирование пучков света, пришедших по разным траекториям, многокаскадное усиление лазерного излучения и т. п. На многокаскадном усилении остановимся подробнее. Оно применяется для усиления излучения квантовых генераторов при прохождении излучения через рабочее вещество. Последнее является неоднородным, содержит случайные включения, которые вызывают искажение плоского фронта излучения, его случайную модуляцию. Это приводит к уменьшению мощности излучения, среднее значение которого можно рассчитать по формуле

$$\bar{P} = P e^{-\sigma_\phi^2},$$

где  $P$  – мощность излучения в случае, когда фронт плоский;

$\sigma_\phi^2 = \left( \frac{\omega}{c} \sigma_R \right)^2$  – дисперсия флуктуаций фазы,  $\sigma_R^2$  – дисперсия

флуктуаций фазового пути. При  $\sigma_\phi^2 \ll 1$  (фронт почти плоский)  $\bar{P} \approx P$ , а при  $\sigma_\phi^2 \gg 1$  мощность  $\bar{P} \ll P$ . При сильных флуктуациях увеличивать число каскадов не имеет смысла. Это справедливо, если не использовать явление ОВФ. При его использовании каждый луч, отразившись от адаптивного зеркала, пройдет назад точно по той же траектории, что и при прямом распространении. В результате этого происходит самокоррекция, причем автоматическая, волнового фронта. Таким образом, использование явления ОВФ позволяет много-

кратно увеличить излучаемую мощность при сохранении плоского вида фронта волны.

*Лазерный управляемый термоядерный синтез.* Возможность создания и нагрева плазмы до термоядерных ( $\sim 10^8$  К) температур с помощью сфокусированного лазерного излучения была обоснована еще в 1962 г.

Современная технология лазерного управляемого термоядерного синтеза (ЛУТС) основана на всестороннем облучении сферической мишени диаметром  $D \sim 0,1 - 1$  мм мощным лазерным импульсом с  $P \sim 10^{13} - 10^{14}$  Вт и  $\tau \sim 10^{-9}$  с (энергия в импульсе  $E \sim 10^4 - 10^5$  Дж). При этом плотность потока энергии на поверхности мишени  $\Pi \sim 10^{18} - 10^{20}$  Вт/м<sup>2</sup>. Под действием импульса мишень должна сильно сжиматься до плотностей  $\rho \sim 10^6$  кг/м<sup>3</sup> и нагреваться до  $T \sim 10^8$  К. Расчет показывает, что при  $E \sim 10^5 - 10^6$  Дж получаемая при ЛУТС мощность будет в  $10 - 10^3$  раза больше затрачиваемой. В конце XX в. самая мощная лазерная система "Нова-новелта" имела суммарную энергию импульсов  $\sim 10^5$  Дж при  $\tau \approx 0,3$  нс ( $P \approx 3 \cdot 10^{14}$  Вт,  $\Pi \approx 3 \cdot 10^{22}$  Вт/м<sup>2</sup>). На рубеже XX и XXI вв. при помощи СРА-лазеров достигнуты следующие значения:  $P \approx 10^{19} - 10^{20}$  Вт,  $\Pi \approx 10^{24} - 10^{25}$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\tau = 10 - 1000$  фс. Такие параметры лазера, в принципе, позволяют осуществить ЛУТС.

При ЛУТС возникнут, пожалуй, самые сильные нелинейные эффекты в соответствующем диапазоне электромагнитных волн.

Перечислим кратко другие применения нелинейных явлений.

*Использование эффекта самопросветления.* При введении в резонатор резонансно поглощающей среды в сильных лазерных полях она просветляется и быстро возвращается в исходное состояние за счет безызлучательной релаксации электронного возбуждения. Это явление позволило практически реализовать лазер на основе самопросветляющейся среды, генерирующий импульсы с  $\tau \sim 1$  пс.

*Квантовая метрология.* За счет использования нелинейных процессов удается достичь ширины линии поглощения атомами и молекулами  $\Delta f \sim 10 - 10^3$  Гц, а значит относительной неустойчивости излучения  $\sim 10^{-16} - 10^{-14}$ . Поэтому лазер является наиболее монохроматическим источником излучения во всем электромагнитном диапазоне волн. Благодаря этому свойству он оказывается незаменимым инструментом в метрологии.

*Преобразование сигналов и изображений.* Оно основано на эффекте генерации гармоник на комбинационной частоте. Таким образом, можно осуществить гетеродинирование или, напротив, перенос спектра по частоте вверх на основе соотношения  $\omega = \pm \omega_1 + \omega_2$ , где  $\omega_1, \omega_2$  – частоты волн накачки и сигнала. Так осуществляется преобразование сигналов инфракрасного или далекого ультрафиолетового диапазонов в видимое изображение. Описанная методика используется, например, в инфракрасной и ультрафиолетовой астрономии.

#### 4.4. Нелинейная прикладная акустика

Постановку задач и подходы к их решению прикладная акустика нередко черпала у прикладной радиофизики, прикладной оптики и прикладной квантовой радиофизики. Так были разработаны нелинейные параметрические передающие и приемные антенны, нелинейные параметрические акустические усилительные и приемные устройства, а на их основе и акустические локаторы (по сути нелинейные), нелинейные акустические спектрометры микропузырьков, нелинейные акустоэлектронные приборы, преобразователи радиосигналов с помощью ультра- и гиперзвука, устройства для нелинейной акустической диагностики и т.п.

Принципы действия отдельных нелинейных акустических устройств опишем несколько подробнее (см., например, [136]).

*Нелинейные антенны.* Для излучения сигнала на рабочей частоте  $F$  используется два генератора на существенно боль-

ших и близких частотах  $f_1$  и  $f_2$ , причем  $F = |f_1 - f_2|$ . Волна на частоте  $f_1$  (или  $f_2$ ) является мощной (ее именуют волной накачки). В результате нелинейного взаимодействия волн с частотами  $f_{1,2}$  вследствие развития параметрической неустойчивости генерируется полезный сигнал на частоте  $F$ . Область нелинейного взаимодействия в зависимости от  $f_{1,2}$  составляет  $L \sim 0,01 - 1$  км. Она выполняет функцию нелинейной передающей антенны. При указанных значениях  $L$  удается достичь ширины диаграммы направленности передающей антенны  $\sim 1 - 10^\circ$ .

Вместо двух волн с частотами  $f_{1,2}$  можно использовать одну мощную волну на частоте  $f_1$  или  $f_2$ , модулированную по амплитуде колебанием с частотой  $F$ .

Нелинейные приемные антенны также используют нелинейное взаимодействие полезной волны (сигнала) и волны накачки. Принимается и обрабатывается волна накачки, промодулированная волной полезного сигнала. Прием осуществляется всей областью взаимодействия, протяженность которой равна расстоянию между излучающим и приемным пьезопреобразователями волны накачки (базе системы). Ширина диаграммы направленности в режиме приема обычно больше и составляет  $10 - 30^\circ$ .

*Нелинейные локаторы.* Акустический локатор почти полностью состоит из нелинейных устройств и систем. Его параметры определяются назначением. Так, гидролокаторы предназначены для обнаружения подводных лодок, затонувших объектов, косяков рыб, профилирования морского (океанического) дна и т.д.

Наибольшую дальность (десятки километров) имеют сигналы с  $F \approx 0,5 - 2$  кГц. При этом  $f_{1,2} \approx 10 - 50$  кГц,  $\Delta\alpha_1 \approx 2 - 10^\circ$ , подводимая электрическая мощность составляет десятки – сотни киловатт. Размер преобразователя волны накачки не превышает  $1 - 2$  м. Максимальная дальность такого локатора  $R_{\max} \approx 1 - 10$  км. При длительности импульса в несколько мил-

лисекунд разрешающая способность по дальности составляет несколько метров.

Ультразвуковой локатор имеет  $f_{1,2} \sim 1$  МГц,  $F = 10 - 100$  кГц,  $\Delta\alpha_1 \approx 1 - 5^\circ$ . Величина излучаемой мощности составляет  $1 - 10$  кВт в непрерывном режиме и  $10 - 100$  кВт в импульсном. Дальность действия локатора ограничена несколькими километрами.

#### 4.5. Искусственные нелинейные антенны в атмосфере и геокосмосе

Принцип действия нелинейных (или параметрических) антенн, разработанных для акустических гидролокаторов, может использоваться при создании антенн для зондирования атмосферы или геокосмоса. Для этой цели целесообразно применять два достаточно высокочастотных излучателя с близкими частотами  $f_1$  и  $f_2$ . За счет нелинейных эффектов в газе или в плазме будет генерироваться излучение на частоте  $F = |f_1 - f_2|$ . Подобного эффекта можно достичь при излучении волны на частоте  $f_1$  (или  $f_2$ ), модулированной по амплитуде с частотой  $F$ .

Искусственные нелинейные антенны обладают рядом достоинств. Перечислим их. Искусственная антенна с размерами от единиц до сотен километров способна эффективно генерировать достаточно низкочастотное излучение. Создание же физических антенн с такими геометрическими размерами относится к практически невыполнимым задачам. Кроме того, искусственные антенны могут быстро разрушаться после выключения излучения. Наконец, искусственные антенны легко можно перемещать в пространстве путем сканирования высокочастотными лучами. Чрезвычайно важно и то, что коэффициент затухания акустических волн  $\gamma_a$  пропорционален  $f^2$ . Поэтому  $\gamma_a$  для разностного сигнала в  $(F/f_{1,2})^2$  раз меньше, чем для волны с частотами  $f_{1,2}$ .

*Искусственные нелинейные антенны в атмосфере.* Обоснование таких антенн выполнено в [247]. Их практическая реализация осуществлена в конце 90-х гг. XX в. авторами [263, 264]. Для этой цели они использовали два акустических излучателя с суммарной мощностью 30 кВт, работавших на близких частотах  $f_{1,2}$  в диапазоне частот 600 – 1200 Гц. При этом  $F$  может составлять десятки – сотни герц. Подводимая электрическая мощность была около 150 кВт.

Авторами [263, 264] обнаружены эффекты в атмосфере, ионосфере и магнитном поле Земли, стимулированные воздействием мощного акустического излучения.

Генерация излучения на разностной (а также суммарной) частоте нередко возникает в природе. Так, в работах [265 – 267] описана подобная генерация акустико-гравитационных волн в атмосфере Солнца. Авторами [265 – 267] показано, что перенос акустической энергии в верхние слои возможен именно на низких разностных частотах, генерируемых в результате взаимодействия достаточно высокочастотных акустических волн.

*Искусственные нелинейные антенны в околоземной плазме.* Впервые электромагнитное излучение на разностной частоте порядка единиц килогерц было сгенерировано в ионосфере в 1973 г. группой авторов из г. Горького под руководством Г. Г. Гетманцева [78]. С тех пор этот эффект именуется эффектом Гетманцева. В последующие годы проводились эксперименты, где  $F$  изменялась от долей герца до десятков килогерц. Уровень разностного сигнала зависел от значения  $F$ , мощности волны накачки и размера искусственной нелинейной антенны. Во всех опытах использовалась мощная электромагнитная волна, модулированная по амплитуде колебанием с частотой  $F$ . Для создания сигнала на разностной частоте использовали декаметровую ( $f \approx 3 – 10$  МГц) радиоволну накачки с мощностью 0,1 – 1 МВт и антенну с коэффициентом усиления около 100.

Волна накачки модулировала частотой  $F$  естественные ионосферные токи на высотах 80 – 120 км, плотность которых в средних широтах  $j = 10^{-7} – 10^{-6}$  А/м<sup>2</sup> (в высоких широтах  $j$  на 1 – 1,5 порядка больше).

В качестве волны накачки также можно использовать радиоволны с  $f \sim 1 – 100$  кГц. В этом случае можно воздействовать радиоизлучением не только на ионосферную плазму, но и на магнитосферную среду.

Характеристики сигнала на частоте  $F$  несут сведения об ионосферных токах, параметрах плазмы, подстилающей земной поверхности, залежах полезных ископаемых и т.д.

#### **4.6. Применение детерминированного хаоса в радиоэлектронике и телекоммуникациях**

Считается, что человечество вступило в информационную эру. На повестке дня стоит создание Глобального информационного общества [258]. Для этого требуется внедрение в информационные технологии более совершенных сигналов, одним из видов которых могут быть хаотические сигналы.

Хаотические сигналы, генерируемые в устройствах с детерминированным хаосом, обладают совокупностью нетрадиционных свойств, которые целесообразно использовать в новых системах связи [256, 257, 259, 260]. К этим свойствам относятся: сверхширокополосность сигналов, высокие скорости передачи информации, устойчивость сигналов к замираниям при многолучевом распространении, скрытность и криптостойкость.

Хаотические сигналы можно использовать в качестве несущих или модулирующих колебаний. В любом случае осуществляется взаимодействие информационного и хаотического сигналов. Чем выше степень “перемешивания” и рассеяния информационного сигнала в хаотическом, тем выше криптостойкость телекоммуникационной системы.

На сегодняшний день представляются перспективными “прямо хаотические” системы связи [257]. В этом случае ввод информации осуществляется в хаотический сигнал радиодиапазона. Это осуществляется путем модуляции параметров радиопередающего устройства или хаотического сигнала информационным сигналом после его генерации в источнике.

Разумеется, мощные генераторы хаотических сигналов в широком диапазоне радиочастот могут использоваться для постановки помех радиоэлектронным средствам, например, военного назначения.

#### 4.7. Использование процессов самоорганизации в радиофизике и электронике

В открытых нелинейных системах могут генерироваться волны с необычными свойствами. Р. В. Хохлов в начале 60-х гг. прошлого века, по аналогии с автоколебаниями, назвал их автоволнами (как известно, автоколебанием называется незатухающее колебание в нелинейной открытой системе, вид которого не зависит от начальных условий, а определяется свойствами системы). Автоволнами называются волны, распространяющиеся в активных средах (т. е. открытых системах) без затухания и сохраняющие свои характеристики постоянными за счет непрерывного подвода энергии (вещества и т. д.) извне. Пример таких автоволн – движение фронта горения, протекание катализируемых химических реакций и т. д.

Автоволны – одно из проявлений самоорганизации.

В начале 70-х гг. XX в. были обнаружены автоволны спиральной формы (кратко – спиральные волны).

Позже автоволны были изучены в биофизике, в физике твердого тела и твердотельной электронике. Существенный вклад в последние исследования внесли Ю. В. Гуляев, Ю. И. Балкарей, М. И. Елинсон и др.

В 80-х гг. прошлого века введено понятие автосолитона, который представляет собой уединенную автоволну. Параметры автосолитона полностью определяются свойствами системы. Ряд устойчивых образований в природе (полярные сияния, шаровая молния, некоторые аномальные атмосферные явления и даже так называемые НЛО), по-видимому, являются автосолитонами.

Автоволны обладают необычными свойствами (табл. 4.1).

Из табл. 4.1 видно, что почти все свойства автоволн противоположны свойствам обычных волн. Исключение составляет лишь дифракция. Существенно различаются свойства волн и солитонов.

Добавим, что автоволны описываются уравнениями типа (3.33, 3.34). Важно, что эти уравнения – нелинейные и с источниками.

Как только в физике (или других науках) открывают новые типы волн, всегда предпринимаются попытки их применения для передачи информации, построения логических схем, устройств записи информации и т. п. Примерами являются волоконно-оптические солитоны, домены Ганна и др. В указанных направлениях ведутся работы по применению автоволн. Уже сегодня достигнута частота автоколебаний  $\sim 10^{10}$  Гц. Пределом, видимо, является  $f \sim 10^{12} - 10^{13}$  Гц.

Большие преимущества автоволновых систем заключаются в их пластичности и многофункциональности. Под пластичностью понимается множественность стационарных, колебательных и волновых состояний, а также многообразие переходных процессов при переключении состояний.

Пластичность и широкие возможности реализации твердотельных сред определяют пути практического использования автоволновых процессов в радиоэлектронике.

В заключение этого раздела заметим, что человечество пока недостаточно использует многие интересные, перспектив-

ные и нетривиальные нелинейные свойства природы, полей, волн и материи в целом.

Таблица 4.1

Свойства автоволн

Свойство	Волны	Автоволны	Солитоны
Сохранение энергии	+	–	–
Сохранение амплитуды и формы	–	+	+
Интерференция	+	–	–
Аннигиляция	–	+	–
Отражение	+	–	–
Дифракция	+	+	?
Зависимость от начальных условий	+	–	+

*Примечание.* Плюс означает наличие свойства, минус – его отсутствие.

## Глава 5

### ФОРМИРОВАНИЕ ИДЕИ О НЕЛИНЕЙНОСТИ В ПРИРОДЕ И НАУКЕ

Во второй половине XX в. стало ясно, что практически все разделы науки в большей или в меньшей степени изучают нелинейные процессы и опираются на нелинейные модели.

Замечено, что нелинейные явления качественно отличались от линейных. При изучении нелинейных моделей линейная интуиция, как правило, не срабатывала. Постепенно накапливался “нелинейный опыт”. Однако нелинейность не стала еще

новым мировидением. Продемонстрируем это, опираясь на работы [6, 13, 132, 268].

### 5.1. Эволюция проблем, сформулированных В. Л. Гинзбургом

В 1971 г. В. Л. Гинзбург впервые составил перечень особенно важных проблем в физике и астрофизике [100]. Нелинейные явления в этой работе еще не упоминаются. Нелинейная физика в список ключевых проблем была включена в 1982 г., как отмечает автор, “быть может, и с опозданием” (см., например, [118]). В этой работе среди 22 других проблем фигурировали “Нелинейные явления. Солитоны. Странные аттракторы” (проблема 10). Кроме того, в проблеме 16 были представлены “Нелинейные явления в вакууме в сверхсильных магнитных и электрических полях”.

В книге [6] автор указывает, что “важность нелинейных явлений в физике давно осознана и очевидна”. Далее он отмечает роль нелинейной теории колебаний и успехи нелинейной оптики. В. Л. Гинзбург пишет: “Однако в предыдущих изданиях настоящей статьи нелинейные явления “не удостоились” включения в число ключевых проблем. Нечего и говорить (точнее, повторять), что дело здесь не в недооценке важности нелинейной физики, а в том, что, как и очень многое другое, она рассматривалась, так сказать, как классическое наследство, не казалась связанной с какими-то глубокими и принципиальными новыми проблемами. Думаю, что такое мнение, пусть и в неизбежно несколько условном смысле, действительно было в целом справедливо, скажем, в 1971 г.

Сейчас ситуация радикально изменилась. В физической литературе почти всех рангов публикуются, и в немалом количестве, статьи, посвященные солитонам, странным аттракторам, динамическому хаосу и т.д. Весь этот круг вопросов неплохо, как мне кажется, может быть объединен названием “сильноне-

линейные явления” или сильнонелинейная физика... Впрочем, когда нелинейность существенна, ее в известном смысле всегда можно считать сильной”.

Далее автор [6] справедливо указывает, что “корни нового направления, в данном случае сильнонелинейной физики, можно проследить вплоть до весьма давних времен”.

Таким образом, по мнению В. Л. Гинзбурга, проблема нелинейности хоть и относится к важным, но занимает одно из мест среди десятков других, т. е. не является выделенной, а тем более главной. Такой точки зрения В. Л. Гинзбург придерживался и в последних работах [88, 119, 120].

### 5.2. Нелинейная физика А. В. Гапонова-Грехова и М. И. Рабиновича

“...В начале XX в. положение коренным образом изменилось – число нелинейных проблем, решение которых нельзя было отложить на будущее, начало лавинообразно расти”. Так написали в середине 80-х гг. прошлого века авторы [132]. Они считали, что “рождение стохастического, турбулентного поведения в динамических системах (не подверженных действию флуктуаций) и возникновение детерминированных структур (зачастую вопреки флуктуациям)” – две наиболее важные проблемы нелинейной физики. Второе рождение солитона, открытие странных аттракторов и стохастического поведения динамических систем, обнаружение единства механизмов и моделей самоорганизации в системах и средах различной природы, по мнению авторов [132], знаменуют собой возникновение теории сильнонелинейных явлений. До того изучались преимущественно задачи “квазилинейной физики”.

Похоже, что авторы [132] свели проблему нелинейности к рождению стохастического турбулентного поведения и воз-

никновению детерминированных структур.<sup>1</sup> Конечно, и то, и другое относится к важнейшим проявлениям нелинейности, но вряд ли эти проявления составляют всю суть нелинейности.

### 5.3. Нелинейная физика Г. М. Заславского и Р. З. Сагдеева

В 1988 г. в свет выходит книга “Введение в нелинейную физику. От маятника до турбулентности и хаоса” [13]. Авторы поставили перед собой цель “создать связанное представление о физических особенностях современных нелинейных задач физики”.

В книге отмечается, что “знаменитая проблема трех тел не только отразила наиболее общие особенности нелинейной динамики, но и позволила раскрыть такие ее сложные и трудно-разрешимые свойства, как неинтегрируемость и появление малых знаменателей в рядах теории возмущений”.

Далее авторы [13] подчеркивают, что “все области физики начали приобретать свои собственные “нелинейные” проблемы... Оказалось возможным продемонстрировать реальный физический аналог практически любому физическому процессу из другой области физики”.

В [13] указывается на то, что “к настоящему времени стало формироваться некоторое общее представление о нелинейной динамике различных процессов независимо от той области физики, к которой они имеют отношение. Возникли общие физические понятия, обладающие универсальностью, и появилось некоторое подобие классификации типов решений в простейших физических ситуациях”.

Обсуждаемая книга состоит из трех частей. В части I изложены нелинейные процессы и методы их описания в системах с небольшим числом степеней свободы (систем из отдельных

<sup>1</sup> Примерно такой же точки зрения придерживаются составители энциклопедии [271] и автор книг [275, 276].

частиц). Часть II посвящена изложению нелинейных эффектов и методов их описания в системах с бесконечным числом степеней свободы (к ним относятся поля и волны). В части III приводятся примеры из различных разделов нелинейной физики.

Важно, что авторы [13] отмечают универсальность представлений о нелинейной динамике различных процессов, общность физических понятий в нелинейных задачах и “подобие классификации типов решений”.

#### 5.4. Нелинейная физика А. В. Кулакова и А. А. Румянцева

Монография этих авторов также появилась в 1988 г. [268]. По замыслу авторов “книга дает основные сведения по нелинейной физической теории”. Она представляет собой “широкий обзор современного состояния нелинейной проблемы, в котором приведено большое количество примеров из гидродинамики, механики, электродинамики, физики плазмы, квантовой механики...”

В [268] представлены основные уравнения нелинейной теории, рассмотрены нелинейные волны в жидкости и плазме, описана гидродинамика нелинейных волн, проанализированы нелинейные электрические колебания и электромагнитные волны, изучены нелинейные магнитные явления, а также нелинейные процессы в молекулярных цепочках и лазерах. Стало понятно, что нелинейные явления и процессы свойственны физике в целом. И все же монография не воспринимается как единый труд по единой нелинейной науке. Скорее всего, она воспринимается как перечень нелинейных процессов.

Книга [268] заканчивается замечательными словами о том, что “нелинейное описание ... претендует на всеохватность явлений и процессов как в природе, так и технике будущего”. Этим утверждением авторы фактически признали всеобщность

нелинейных явлений в природе и вплотную подошли к формулировке неких обобщающих принципов. Их, к сожалению, авторы так и не сформулировали.

#### 5.5. Переход количества в новое качество

К концу XX в. накопилось достаточное количество работ в разных областях науки, посвященных исследованию нелинейных явлений и процессов, а также их математических моделей.

Всё многообразие причин нелинейности можно попытаться свести к двум случаям. В первом из них нелинейность является врожденной, т.е. следствием внутренних причин, которые отображаются нелинейными уравнениями, описывающими состояние системы.

Во втором случае нелинейность является “привнесенной”. Сюда относятся неравновесные или открытые системы, системы со значительным энергосодержанием и энерговыделением, колебания со значительной амплитудой, сильные волны и т.д.

Было установлено, что важнейшими свойствами нелинейных систем совершенно разной природы являются, с одной стороны, возможность возникновения динамического хаоса в простых детерминированных системах, а с другой стороны, возможность развития процесса самоорганизации (т.е. порядка) в хаотической системе. Стало ясно, что порядок и хаос – два предельных состояния нелинейной динамической системы. При изменении её параметров они могут непрерывно трансформироваться друг в друга. Строго говоря, не бывает ни абсолютного хаоса, ни абсолютного порядка. Всякая реальная нелинейная система пребывает в некотором промежуточном состоянии.

Хаотизация системы в определенном смысле приводит к её деградации, а самоорганизация – к её усовершенствованию.

В конце концов, количество накопленной информации о нелинейных процессах и явлениях должно было перейти в но-

вое качество. Переход завершился формулировкой новой – нелинейной – парадигмы.

### 5.6. Нелинейная парадигма. Основные положения

Основные положения нелинейной парадигмы были сформулированы автором настоящей работы при чтении общего курса “Нелинейная радиофизика” более четверти века тому назад и опубликованы, например, в [121, 122, 269]. Они сводятся к следующему.

1. Окружающий нас мир, вообще говоря, – нелинеен, он описывается нелинейными уравнениями. Поэтому нелинейные явления в современной науке не исключение, а закономерность.

2. Нелинейность – универсальное, фундаментальное и главное свойство мира. Оно изначально присуще природе.

3. Материя (универсум) – сверхсложная нелинейная система. Ее эволюция (движение) описывается нелинейными соотношениями.

4. Нелинейность – движущая сила направленной эволюции.

5. Нелинейная наука сложнее и богаче явлениями, чем линейная (или же линеаризованная) наука. Последняя представляет собой предел (и весьма “скромный”) нелинейной науки.

6. Нелинейное мировидение – более адекватное, оно более объемное и более многообразное, чем линейное мировидение.

7. Сегодня мы еще очень мало знаем о многих удивительных свойствах нелинейного мира, но еще меньше умеем их использовать.

8. Возможность перехода нелинейной системы от порядка к хаосу и от хаоса к порядку – два важнейших свойства нелинейного мира.

## Глава 6

### НЕЛИНЕЙНОЕ МИРОВИДЕНИЕ

Как видно из приведенных примеров нелинейных процессов и их нелинейных моделей, нелинейность многолика, нелинейность сильно (скорее всего, бесконечно) разнообразна. Нелинейность свойственна микромиру, макромиру и мегамиру. Так что же такое нелинейность? Может, нелинейность – просто лозунг? Тогда почему разные процессы в разных естественных науках (физике, химии, биологии и др.), а также в экономике, социологии, медицине, в технических приложениях описываются одинаковыми или сходными моделями? Почему эти модели предсказывают сходные конечные результаты? Да, аналогия есть, сходство есть. Может быть, нелинейность – это совокупность нелинейных моделей? И не больше. Почему же нелинейные процессы вездесущи? Почему их несравненно больше, чем линейных? Не потому ли, что линейные процессы и модели лишь частный и крайне “небольшой” предельный случай нелинейных процессов и моделей? Чем больше мы изучаем нелинейные явления и процессы, тем больше понимаем, что нелинейность многолика, что нелинейность неисчерпаемо разнообразна. Нелинейность проявляется во всем: в связи простого и сложного, в большом и малом, в явлениях быстротечных и длящихся порядка времени существования Вселенной, в переходах порядок – хаос и хаос – порядок и т.д. Все это позволяет утверждать, что нелинейность – универсальное и фундаментальное свойство природы, свойство мира. Для всестороннего изучения этого свойства требуется современное нелинейное мышление, нелинейное мировидение.

### 6.1. Основные периоды эволюции представлений о нелинейности мира

Представления о нелинейности природы, нелинейности науки, описывающей природу, формировались постепенно. Условно можно выделить следующие периоды.

*Натурфилософский период* (XVII – XVIII вв.). Естествоиспытатели впервые столкнулись с нелинейностью. Для них это была частная сложность в решении задач.

*Классический период* (XIX в.). Были осознаны отдельные необычные свойства нелинейных явлений, были проведены первые наблюдения нелинейных процессов (и прежде всего волнового типа), получены первые эталонные уравнения и их точные решения, разработаны приближённые методы анализа некоторых нелинейных задач физики, опирающиеся в основном на метод возмущений.

В течение этого периода нелинейные задачи в различных областях представлялись специфическими и, как правило, каждая задача решалась своим методом. Нелинейность обычно предполагалась малой.

*Новый период* (первая половина XX в.). В основном была завершена разработка теории нелинейных колебаний. Было осознано, что многие практические задачи являются нелинейными. Без их решения было невозможным создание новых технологий. Начал формироваться нелинейный язык, зародилось нелинейное мышление, появились первые школы “нелинейных физиков”. Было высказано мнение, что “будущие физические теории” будут нелинейными. Вплотную подошли к использованию простейших компьютеров для решения нелинейных задач. С их помощью получены первые неожиданные и нетривиальные результаты.

В целом нелинейность всё еще воспринималась как частная характеристика объектов.

*Современный период* (вторая половина XX в. – начало XXI в.). Интенсивно исследовались и исследуются нелинейные явления в различных науках, к которым относятся естественные, экологические, технические, экономические, социальные и др. Компьютеры в численных экспериментах позволили выявить ряд нетривиальных закономерностей нелинейного мира, выходящих далеко за рамки линейной интуиции и линейного мировидения. Возникали междисциплинарные системы знаний – детерминированный хаос и синергетика.

Наблюдались революционные изменения в представлениях о нелинейности мира. Произошло философское осмысление представлений о нелинейности мира (см., например, [1, 8, 11 – 12, 181 – 185, 247 – 250]). Сформулированы основные положения нелинейной парадигмы. Стало понятным, что нелинейность – универсальное и фундаментальное свойство мира. Это свойство – всеобщее, оно более объёмное, более разнообразное, чем свойства нелинейных колебательных и волновых процессов, чем свойства детерминированного хаоса или самоорганизации, чем те другие свойства, через которые нелинейность проявляется.

Автору удалось сформулировать следующие далеко идущие утверждения. Понятие нелинейности столь же фундаментально, сколь фундаментально понятие материи, понятие движения (эволюции) материи. Сама материя (универсум) в общем случае должна рассматриваться как нелинейная система. Вообще говоря, нелинейным является и движение материи. И материя, и её эволюция описываются нелинейными соотношениями, которые отражают нетривиальные процессы в движущейся материи.

Появились веские основания для вывода о том, что нелинейность – главное свойство мира. И не только потому, что нелинейность вездесуща, многолика и бесконечно разнообразна, а потому, что она управляет эволюцией мира, она задает направление и темп эволюции. Дело в том, что свойства толь-

ко нелинейной системы непосредственно зависят от ее состояния. Кроме того, появление бифуркаций, а значит и выбор направления эволюции, свойственно только нелинейным системам.

## 6.2. Роль нелинейных явлений и их моделей

В формировании нелинейного мировидения неопределимую роль сыграли “веховые” наблюдения и эксперименты, а также “веховые” модели. Их примеры рассмотрены выше. Перечислим некоторые из них.

Без сомнения, к “веховым” наблюдениям следует отнести обнаружение волн трансляции, проявлений ударных волн в газах и жидкостях, ячеек Бенара, периодичности в химических реакциях, Большого Красного Пятна в атмосфере Юпитера, периодических колебаний числа хищников и их жертв, упорядоченных процессов в лазерах, хаотических колебаний в простых детерминированных системах и многое другое.

“Веховые” модели следует разделить на аналитические и компьютерные.

Определяющую роль сыграли эталонные нелинейные уравнения и их точные аналитические решения. Примерами таких уравнений являются уравнения Римана, КдВ, Бюргерса, синус-Гордона, КП, НуШ и ряд других. Анализ решений эталонных уравнений позволил “прочувствовать” нетривиальность нелинейных процессов, их специфику, подойти к выработке нелинейной интуиции, заложить основы нелинейного мировидения.

Исключительную роль в формировании нелинейных представлений сыграли решения нелинейных задач на ЭВМ. “Веховыми” были проблема ФПУ, исследование модели А. Тьюринга, задача о взаимодействии уединённых волн (солитонов), изучение модели Э. Лоренца, исследование процессов “обострения” и многие другие.

Компьютерное решение “веховых” нелинейных задач способствовало ускорению процесса выработки нелинейной интуиции и, в конечном итоге, нелинейного мировидения.

## 6.3. Основные особенности нелинейных систем и процессов

Нелинейные системы и протекающие в них процессы обладают рядом непривычных для линейного мировидения свойств. Рассмотрим их несколько подробнее.

*Свойство эмерджентности.* Система не просто состоит из подсистем. Целое не равно сумме частей, оно качественно иное. У системы появляются свойства, отсутствующие в подсистемах.

*Свойство пороговости систем.* При определенном диапазоне варьирования параметров нелинейной системы, как утверждает теория катастроф, качественное изменение ее состояния не происходит. При достижении этими параметрами критического (порогового) значения состояние системы может качественно измениться. Это происходит в точках бифуркаций.

*Свойство поливариантности эволюции.* Это свойство связано с раздвоением траекторий в точках бифуркаций. Если точек бифуркаций много – возникает поливариантность эволюции нелинейных систем.

*Созидательная роль флуктуаций.* Малые флуктуации в окрестности точек бифуркаций способны увести нелинейную систему по той или иной траектории, по тому или иному пути эволюции.

*Свойство дискретности путей эволюции.* Это свойство связано с конечностью числа возможных траекторий, по которым может пойти развитие нелинейной системы.

*Свойство необратимости нелинейной открытой системы.* Это свойство также связано с ключевой ролью случайных флуктуаций вблизи точек бифуркаций.

#### 6.4. Особенности нелинейного мировидения

Обсудим кратко особенности нелинейного мировидения.

1. Нелинейная картина мира намного сложнее, более объёмная, более многогранная, чем линейная картина мира.

2. Нелинейность проявляется как универсальное и фундаментальное свойство мира. Скорее всего, это свойство – главное.

3. Нелинейность порождает нетривиальность гипотез, идей, результатов и следствий.

4. Реакция системы изменяется непропорционально приложенному воздействию. Значительные усилия могут приводить к ничтожному результату. По словам авторов [12], “усилия... уходят в песок”.

В других условиях слабые, но согласованные с системой воздействия приводят к самоускоряющейся ее эволюции. Возникает самораскачивающийся процесс, например, “экономическое чудо”, “деньги умноженные на деньги” и т.п. Причиной такой эволюции есть нелинейность положительной обратной связи.

5. Самоорганизованность сложных нелинейных систем и процессов. В результате срабатывания многочисленных прямых и обратных, положительных и отрицательных связей между подсистемами развитие системы происходит самоорганизованно. Такой системе нельзя (не имеет смысла) навязывать свой “план развития”.

6. Если в линейных системах хаос неизбежно приводит к их деградации, в нелинейных системах хаос может играть созидательную роль.

7. Хаос может возникнуть в полностью детерминированных условиях.

8. Порядок и хаос, самоорганизация и деградация – две стороны “одной и той же медали”.

9. В сложных системах возможна поливариантность их эволюции.

10. В консервативных нелинейных системах без флуктуаций процессы обладают обратимостью и периодичностью. Периодическими могут быть процессы в открытых нелинейных системах.

#### 6.5. Нелинейность в XXI в.

Термины “синергетика”, “динамический хаос” прочно вошли в обиход. За рубежом используется более емкий и адекватный термин “nonlinear science”. “Нелинейная наука” должна охватывать все существующее в природе разнообразие нелинейных процессов и нелинейных систем.

Для обмена научными знаниями проводились и проводятся “нелинейные” конференции. Первая конференция по нелинейным колебаниям была проведена в МГУ (СССР) в 1931 г. Давно стали историей конференции по нелинейной оптике или нелинейной акустике. Трудно переоценить роль горьковских (нижегородских) школ по нелинейным волнам, которые проводятся с 70-х гг. прошлого века. С конца XX в. проводятся международные междисциплинарные симпозиумы “Фракталы и прикладная синергетика”. Перечень “нелинейных” конференций можно продолжать. Достаточно упомянуть еще одну. В 2006 г. в Греции проводилась конференция, посвященная 20-летию нелинейной динамики в геонауках.

С конца XX в. издаётся журнал “Chaos”. В России с 2003 г. стал выходить журнал “Нелинейный мир”, в котором освещаются самые различные нелинейные процессы. Девизом этого журнала стали слова его главного редактора А. А. Потапова

[266]: “Мы все живем в сложном и удивительном нелинейном мире, пронизанном огромным числом отрицательных и положительных связей. При их учете уже не справедлив принцип суперпозиции, позволяющий получать решение сложных задач из решения более простых. Одной из принципиальных концепций науки становится теория самоорганизации, или синергетика.

Базовые модели нелинейной динамики позволяют более точно описывать явление Природы, по-новому взглянуть на развитие Науки, Общества, Человека”.

В 2005 г. в США и Великобритании опубликована энциклопедия по нелинейным наукам [271].

Совершенствуется и “нелинейное” образование. Курсы по нелинейной теории колебаний и волн давно стали традиционными (см., например, [22, 26, 131]). Читаются курсы по нелинейной оптике, нелинейной акустике, нелинейной физической механике [23, 26, 30, 99, 123, 129], нелинейной радиофизике [121, 122, 127], синергетике [157] и т.д.

В Саратовском государственном университете (Россия) основан, по-видимому, первый в своем роде факультет нелинейных процессов. Появилась университетская специальность “Физика открытых нелинейных систем”.

В Сан-Диего (США) в составе университета Калифорнии функционирует институт нелинейных исследований.

Предпринимаются попытки ввести элементы нелинейности в среднее образование (см., например, [272, 273]). При уже упомянутом Саратовском государственном университете функционирует заочная нелинейная школа.

Можно утверждать, что в XXI в. нелинейная наука находится на подъеме [274]. Несомненно, ей принадлежит будущее.

## Глава 7

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Процесс формирования представлений о нелинейности мира и науки, его описывающей, был долог и труден. Он завершился подготовкой предпосылок для формулировки основных положений нелинейной парадигмы.

2. Осознание роли и места нелинейности в современной научной картине мира привело к новой – нелинейной – парадигме, к смене способа мышления, методологии науки и мировидения в целом.

3. Нелинейность заставила пересмотреть взгляды на детерминизм и случайность, порядок и хаос, самоорганизацию и деградацию, на возможность прогноза поведения сложных нелинейных систем.

4. Нелинейность – универсальное и фундаментальное свойство мира. Это свойство – всеобщее, оно более объёмное, более разнообразное, чем свойства нелинейных колебательных и волновых процессов, чем свойства детерминированного хаоса или самоорганизации, чем многие другие свойства, через которые нелинейность проявляется.

5. Понятие нелинейности столь же фундаментально, сколь фундаментально понятие материи, понятие движения (эволюции) материи. В общем случае сама материя (универсум) должна рассматриваться как сверхсложная нелинейная система. Вообще говоря, движение (эволюция) материи также описывается нелинейными законами. Нелинейность соотношений отражает факт нетривиальности процессов в движущейся материи.

Нелинейность отличается необычностью и глубиной гипотез, идей, результатов и следствий.

6. Нелинейность – главное свойство мира, так как она управляет процессом эволюции мира.

## Литература

1. Капица С. П., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г. Синергетика. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 288 с.
2. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов: Метод обратной задачи рассеяния. – М.: Наука, 1980. – 319 с.
3. Теория солитонов. Метод обратной задачи / Под ред. С. П. Новикова. – М.: Наука, 1980. – 319 с.
4. Полянин А. Д., Зайцев В. Ф. Справочник по нелинейным уравнениям математической физики. – М.: Физматлит, 2002. – 432 с.
5. Мартинсон Л. К., Малов Ю. И. Дифференциальные уравнения математической физики. – М.: Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – 368 с.
6. Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике. – М.: Наука, 1985. – 400 с.
7. Gaponov-Grekhov A. V., Rabinovich M. I. Nonlinearities in Action: Oscillations – Chaos – Order-Fractals. – Berlin: Springer, 1992. – 248 p.
8. Кудрявцев И. К., Лебедев С. А. Синергетика как парадигма нелинейности // Вопросы философии. – 2002. – № 12. – С. 55 – 63.
9. Economic complexity: Chaos, sunspots, bubbles and nonlinearity / Ed. by W. A. Barnett, J. Geweke, K. Shell. – Cambridge: Cambridge University Press, 1989. – 291 p.
10. Малинецкий Г. Г. Синергетика, предсказуемость и детерминированный хаос // Пределы предсказуемости / Под ред. Кравцова Ю. А. – М.: Центр Ком, 1997. – С. 78 – 139.
11. Новое в синергетике: Взгляд в третье тысячелетие. – М.: Наука, 2002. – 478 с.
12. Князева Е. Н., Курдюмов С. П. Синергетика как новое мировидение: диалог с И. Пригожиным // Вопросы философии. – 1992. – № 12. – С. 3 – 20.

13. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.
14. Найфэ А. Х. Введение в методы возмущений. – М.: Мир, 1984. – 536 с.
15. Найфэ А. Х. Методы возмущений. – М.: Мир, 1976. – 456 с.
16. Zabusky N. J., Kruskal M. D. Interaction of “solitons” in a collisionless plasma and the recurrence of initial states // Phys. Res. Lett. – 1965. – 15. – Pp. 240 – 243.
17. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. – М.: Наука, 1973. – 176 с.
18. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. – М.: Наука, 1976. – 240 с.
19. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике / Пер. с англ. – М.: Сов. радио, 1977. – 368 с.
20. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны / Пер. с англ. – М.: Мир, 1977. – 622 с.
21. Нелинейные волны / Ред. С. Лейбович и А. Сибасс / Пер. с англ. под ред. А. В. Гапонова и Л. А. Островского. – М.: Мир, 1977. – 320 с.
22. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, 1984. – 432 с.
23. Рыскин Н. М., Трубецков Д. И. Нелинейные волны. – М.: Наука, Физматлит, 2000. – 272 с.
24. Островский Л. А., Потапов А. И. Введение в теорию модулированных волн. – М.: Физматлит, 2003. – 400 с.
25. Филиппов А. Т. Многоликий солитон. 2-е изд. – М.: Наука, 1990. – 224 с.
26. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1990. – 432 с.
27. Абловиц М., Сигур Х. Солитоны и метод обратной задачи // Пер. с англ. под ред. В. Е. Захарова. – М.: Мир, 1987. – 480 с.

28. Солитоны / Под ред. Р. Буллафа, Ф. Кодри; Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 408 с.
29. Лейбович С., Сибасс А. Р. Примеры диссипативных и диспергирующих систем, описываемых уравнениями Бюргерса и Кортевега–де Вриза // Нелинейные волны. – М.: Мир, 1977. – С. 117 – 150.
30. Косевич А. М., Ковалев А. С. Введение в нелинейную физическую механику. – К.: Наукова думка, 1989. – 189 с.
31. Солитоны в действии / Ред. К. Лонгрен и Э. Скотт. – М.: Мир, 1981. – 312 с.
32. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения / Пер. с англ. под ред. А. Б. Шабата. – М.: Мир, 1988. – 694 с.
33. Гапонов А. В., Островский Л. А., Рабинович М. И. Одномерные волны в нелинейных системах с дисперсией // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1970. – Т. 13, № 2. – С. 163 – 213.
34. Нелинейная теория распространения волн / Пер. с англ. под ред. Г. И. Баренблатта. – М.: Мир, 1970. – 231 с.
35. Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие // Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. – М.: Наука, 1981. – 243 с.
36. Нелинейные волновые процессы // Сб. статей 1982 – 1985 гг. / Пер. с англ. под ред. В.Н. Николаевского. – М.: Мир, 1987. – 295 с.
37. Лэм Дж. Л. Введение в теорию солитонов / Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 408 с.
38. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
39. Энгельбрехт Ю. К., Нигул У. К. Нелинейные волны деформации. – М.: Наука, 1981.
40. Куликовский А. Г., Свешникова Е. И. Нелинейные волны в упругих средах. – М.: Московский лицей, 1998. – 288 с.
41. Стрэтт Дж. В. Теория звука / Пер. с англ., под ред. С. М. Рытова. – М.: Гостехиздат, 1955. – Изд-е 2-е. – Т. 1. – 504 с. – Т. 2. – 476 с.

42. Poincare H. Sur les courbes de Tmies par une equation differentielle. // J. Math. Pures Appl. – 1885. – 4, № 1. – Pp. 167 – 244.
43. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974. – 503 с.
44. Митропольский Ю. А. Проблемы асимптотической теории нестационарных колебаний. – М.: Наука, 1964. – 431 с.
45. Бакай А. С. Асимптотические методы в теоретической физике // Проблемы асимптотической теории нелинейных колебаний. – Киев: Наукова думка, 1977. – С. 17 – 42.
46. Колесников П. М. Введение в нелинейную электродинамику. – Минск: Наука и техника, 1971. – 382 с.
47. Нелинейные электромагнитные волны. Под ред. П. Усленги. – М.: Мир, 1983. – 312 с.
48. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 687 с.
49. Броуд Г. Расчет взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. – М.: Мир, 1976. – 272 с.
50. Физика ядерного взрыва. Т. 1. Развитие взрыва. – Изд-е 2-е, испр. – М.: МО РФ. Центральный физико-технический институт, 2000. – 528 с.
51. Физика ядерного взрыва. Т. 2. Действие взрыва. – Изд-е 2-е, испр. – М.: МО РФ. Центральный физико-технический институт, 2000. – 254 с.
52. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1987. – 430 с.
53. Hills J. G., Goda M. P. The fragmentation of small asteroids in the atmosphere // Astronomical Journal. – 1993. – 105, № 3. – Pp. 1114 – 1144.
54. Chapman C. R., Morrison D. Impacts on the Earth by asteroids and comets: assessing the hazard // Nature. – 1994. – 367. – Pp. 33 – 40.

55. Адушкин В. В., Попова О. П., Рыбнов Ю. С., Кудрявцев В. Н., Мальцев А. Л., Харламов В. А. Геофизические эффекты Витимского болида 24.09.2002 г. // ДАН. – 2004. – Т. 397, № 5. – С. 685 – 688.
56. Шувалов В. В., Трубецкая И. А. Численное моделирование падения астероидов в море // *Астрономический вестник*. – 2002. – Т. 36, № 5. – С. 450 – 463.
57. Ковалев А. Т., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Ионосферные и магнитосферные возмущения в результате падения небольших комет и астероидов // *Астрономический вестник*. – 2006. – Т. 40, № 1. – С. 65 – 76.
58. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. – М.: Наука, 1981, 416 с.
59. Фортов В. Е., Гнедин Ю. Н., Иванов М. Ф., Ивлев А. В., Клунов Б. А. Столкновение кометы Шумейкеров – Леви 9 с Юпитером: Что мы увидели // *УФН*. – 1996. – Т. 166, № 4. – С. 391 – 422.
60. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. – 583 с.
61. Каплан С. А., Цытович В. Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. – 440 с.
62. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. Генерация и распространение. – М.: Наука, 1977. – 432 с.
63. Ерохин Н. С., Кузелев М. В., Моисеев С. С., Рухадзе А. А., Шварцбург А. Б. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. – М.: Наука, 1982. – 272 с.
64. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. – М.: Наука, 1967. – 288 с.
65. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // *Вопросы теории плазмы. Сб. статей*. – Вып. 7. – М.: Атомиздат, 1973. – С. 3 – 145.

66. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. *Электродинамика плазмы*. – М.: Наука, 1974. – 720 с.
67. Ситенко А. Г. Флуктуации и нелинейное взаимодействие волн в плазме. – К.: Наукова думка, 1977. – 248 с.
68. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. – М.: Наука, 1973. – 288 с.
69. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – 272 с.
70. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. – М.: Наука, 1975. – 400 с.
71. Геккер И. Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. – М.: Атомиздат, 1978. – 312 с.
72. Gurevich A. V. *Nonlinear Phenomena in the Ionosphere*. – N.-Y.: Springer-Verlag, 1978. – 372 p.
73. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. – М.: Атомиздат, 1979. – 320 с.
74. Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. – К.: Наукова думка, 1984. – 192 с.
75. Вильгельмссон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. – М.: Энергоиздат, 1981. – 224 с.
76. Шварцбург А. Б. Геометрическая оптика в нелинейной теории волн. – М.: Наука, 1976. – 120 с.
77. Борисов Н. Д., Гуревич А. В., Милих Г. М. Искусственная ионизированная область в атмосфере. – М.: ИЗМИРАН, 1986. – 184 с.
78. Митяков Н. А., Грач С. М., Митяков С. Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами // *Итоги науки и техники. Серия “Геомагнетизм и высокие слои атмосферы”* – М.: ВИНТИ, 1989. – Т. 9. – 140 с.

79. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.
80. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 360 с.
81. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1971. – 424 с.
82. Кадомцев Б. Б., Конторович В. М. Теория турбулентности в гидродинамике и плазме // Изв. вузов. Радиофизика. – 1979. – Т. 17, № 4. – С. 511 – 540.
83. Конторович В. М. Линейные и нелинейные волны (элементарное введение в теорию гамильтоновых переменных с приложениями к физике и астрофизике) // Радиофизика и радиоастрономия. – 2001. – Т. 6, № 3. – С. 165 – 211.
84. Конторович В. М. Линейные и нелинейные волны (элементарное введение в теорию гамильтоновых переменных с приложениями к физике и астрофизике). Часть II. Стохастический подход // Радиофизика и радиоастрономия. – 2006. – Т. 11, № 1. – С. 5 – 30.
85. Климишин М. А. Ударные волны в оболочках звезд. – М.: Наука, 1984. – 216 с.
86. Чернин А. Д. Космический вакуум // УФН. – 2001. – Т. 171, № 11. – С. 1153 – 1175.
87. Чернин А. Д. Звезды и физика. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 256 с.
88. Гинзбург В. Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются особенно интересными в начале XXI века // О науке, о себе и о других. – М.: Физматлит, 2003. – С. 11 – 27.
89. Брауде С. Я., Конторович В. М. Радиоволны рассказывают о Вселенной. – К.: Академперіодика, 2005. – 283 с.
90. Самарский А. А., Галактионов В. А., Курдюмов С. П., Михайлов А. П. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений. – М.: Наука, 1987. – 480 с.

91. Таунс Ч. Х. Космические мазеры и лазеры // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24, № 12. – С. 1063 – 1066.
92. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры. – Горький: ИПФ АН СССР, 1986. – 190 с.
93. Лавринович Н. Н., Летохов В. С. Возможность лазерного эффекта в атмосферах звезд // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 67, вып. 5(11). – С. 1609 – 1620.
94. Летохов В. С. Лазерный эффект в космосе // УФН. – 2002. – Т. 172, № 12. – С. 1468 – 1470.
95. Катаев И. Г. Ударные электромагнитные волны. – М.: Сов. радио, 1963. – 151 с.
96. Гапонов А. В., Островский Л. А., Фрейдман Г. И. Ударные электромагнитные волны // Изв. вузов. Радиофизика. – 1967. – Т. 10, № 9 – 10. – С. 1376 – 1413.
97. Островский Л. А. Приближенные методы в теории нелинейных волн // Изв. вузов. Радиофизика. – 1974. – Т. 17, № 4. – С. 454 – 476.
98. Габов С. А. Введение в теорию нелинейных волн. – М.: Изд-во МГУ, 1988. – 175 с.
99. Коротеев Н. И., Шумай И. Л. Физика мощного лазерного излучения. – М.: Наука, 1991. – 312 с.
100. Власов С. П., Таланов В. И. Самофокусировка волн. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. – 288 с.
101. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи / Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1985. – 376 с.
102. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 624 с.
103. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. – 192 с.
104. Борисов В. В. Неустановившиеся электромагнитные волны. – Л.: Изд-во МГУ, 1987. – 240 с.

105. Борисов В. В. Электромагнитное поле неустановившихся токов. – СПб: Изд-во СПб. ун-та, 1996. – 208 с.
106. Содин Л. Г. Импульсное излучение антенны (Электромагнитный снаряд) // Радиотехника и электроника, 1991. – Т. 36, вып. 5. – С. 1014 – 1022.
107. Сверхкороткие световые импульсы. – М.: Мир, 1981.
108. Васильев П. П. Пикосекундная оптоэлектроника // Квантовая электроника, 1990. – Т. 17, № 3. – С. 268 – 287.
109. Зарубежная радиоэлектроника, 1991, № 1. (Спецвыпуск журнала).
110. Бункин Б. В., Кашин В. А. Особенности, проблемы и перспективы субнаносекундных видеоимпульсных РЛС // Радиотехника. – 1995. – № 4 – 5. – С. 128 – 133.
111. Шварцбург А. Б. Видеоимпульсы и непериодические волны в диспергирующих средах (точно решаемые модели) // УФН. – 1998. – Т. 168, № 1. – С. 85 – 103.
112. Желтиков А. М. Сверхкороткие световые импульсы в полых волноводах // УФН. – 2002. – Т. 172, № 7. – С. 743 – 775.
113. Бахрах Л. Д., Бисярин М. А., Молотков И. А. Сверхкороткие импульсы в нелинейных неоднородных средах // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 7. – С. 19 – 37.
114. Ахмеджанов Р. А., Корытин А. И., Литвак А. Г., Сергеев А. М., Суворов Е. В. Генерация и регистрация сверхкоротких импульсов электромагнитного поля в терагерцевом диапазоне и их применение для спектроскопии // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. 48, № 10 – 11. – С. 939 – 946.
115. Ганн Дж. Эффект Ганна // УФН. – 1966. – Т. 8 – 9, № 1. – С. 147 – 160.
116. Летохов В. С. Квантовая электроника // Физика XX века. Развитие и перспективы. – М.: Наука, 1984. – С. 188 – 218.

117. Гинзбург В. Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас особенно важными и интересными? // УФН. – 1971. – Т. 103, вып. 1. – С. 87 – 119.
118. Гинзбург В. Л. О перспективах развития физики и астрофизики в конце XX века // Физика XX века: Развитие и перспективы. – М.: Наука, 1984. – С. 281 – 331.
119. Гинзбург В. Л. О некоторых успехах физики и астрономии за последние три года // УФН, 2002. – Т. 172, № 2. – С. 213 – 219.
120. Гинзбург В. Л. О сверхпроводимости и сверхтекучести (что мне удалось сделать, а что не удалось), а также о “физическом минимуме” на начало XXI века // УФН, 2004. – Т. 174, № 11. – С. 1240 – 1255.
121. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика. – Х.: ХГУ, 1998. – 196 с.
122. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика. 2-е изд., перераб. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2004. – 200 с.
123. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. – М.: ВИНТИ, 1964. – 295 с.
124. Бломберген Н. Нелинейная оптика. – М.: Мир, 1966. – 476 с.
125. Шуберт М., Вильгельми Б. Введение в нелинейную оптику. – М.: Мир, 1973. – Ч. I. – 216 с.; 1975. – Ч. II. – 228 с.
126. Летохов С. В., Миногин В. Г. Нелинейные движения атомов в световом поле // Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие. – М.: Наука, 1981. – С. 96 – 103.
127. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. – М.: Наука, 1981. – 640 с.
128. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988. – 309 с.
129. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1989. – 560 с.

130. Агравал Г. Нелинейная волновая оптика / Пер. с англ. под ред. П. В. Малышева. – М.: Мир, 1996. – 392 с.
131. Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний. – М.: Наука, 1978. – 392 с.
132. Гапонов-Грехов А. В., Рабинович И. М. Нелинейная физика. Стохастичность и структуры // Физика XX века: Развитие и перспективы. – М.: Наука, 1984. – С. 219 – 280.
133. Ланда П. С. Линейные и нелинейные волны. – М.: Наука, 1999. – 392 с.
134. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. – 520 с.
135. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. – М.: Наука, 1975. – 288 с.
136. Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И. Нелинейная гидроакустика. – Л.: Судостроение, 1981. – 264 с.
137. Горбатов С. Н., Малахов А. Н., Саичев А. И. Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии. – М.: Наука, 1990. – 216 с.
138. Наугольных К. А., Островский Л. А. Нелинейные волновые процессы в акустике. – М.: Наука, 1990. – 237 с.
139. Косевич А. М., Иванов В. А., Ковалев А. С. Нелинейные волны намагнитченности: Динамические и топологические солитоны. – К.: Наукова думка, 1983. – 189 с.
140. Горелик Г. С. Колебания и волны. – М.: Физматгиз, 1959. – 572 с.
141. Моисеев Н. Н. Асимптотические методы нелинейной механики. – М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. литературы, 1981. – 400 с.
142. Lorenz E. N. Deterministic nonperiodic flow // J. Atmos. Sci. – 1963. – 20. – P. 130 – 154.
143. Бхатнагар П. Нелинейные волны в одномерных дисперсных системах / Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 136 с.

144. Захаров В. Е., Тахтаджян Л. А., Фаддеев Л. Ф. Полное описание решений  $\sin$ -Gordon уравнения // ДАН СССР. – 1974. – Т. 219, № 6. – С. 1334 – 1337.
145. Давыдов А. С. Солитоны в молекулярных системах. – К.: Наукова думка, 1984.
146. Громов Е. М., Таланов В. И. Нелинейная динамика коротких волновых пакетов в среде с дисперсией // ЖЭТФ. – 1996. – Т. 110, вып. 1. – С. 137 – 149.
147. Громов Е. М., Таланов В. И. Короткие солитоны огибающей (Комбинированное нелинейное уравнение) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1996. – Т. 39, № 6. – С. 735-756.
148. Стрижак П. Є. Детермінований хаос в хімії. – К.: Академперіодика, 2002. – 288 с.
149. Жаботинский А. М. Концентрационные автоколебания. – М.: Наука, 1974. – 178 с.
150. Rossler O. E. Chaos and strange attractors in chemical kinetics. – Berlin: Springer, 1979. – 230 p.
151. Гарел Д., Горел О. Колебательные химические реакции / Пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 148 с.
152. Lotka A. J. Elements of physical biology. – Baltimore: Williams and Wilkins, 1925. – 460 p.
153. Вольтерра В. Математическая теория борьбы за существование. – М.: Наука, 1976. – 296 с.
154. Chaos in biological systems / Ed. by H.Degn, A.V.Holden, J.F.Olsen. – New York: Plenum, 1986. – 504 p.
155. Свирижев Ю. М. Нелинейные волны, диссипативные структуры и катастрофы в экологии. – М.: Наука, 1987. – 368 с.
156. Basar E. Chaos in brain function. – Berlin: Springer, 1990. – 184 p.
157. Лоскутов А. Ю., Михайлов А. С. Введение в синергетику. – М.: Наука, 1990. – 272 с.
158. Chaos in Chemical and Biochemical System / Ed. by R. Field, L. Györgyi. – Singapore: World Scientific Press, 1993. – 312 p.

159. Nonlinear analysis of physiological data /Ed. by R. Kantz, J. Kurths, G. Mayer-Kress. – Berlin: Springer, 1998. – 344 p.
160. Островский В. Н. Об изучении динамики геологической среды // Геоэкология. – 1997. – № 3. – С. 101 – 110.
161. Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта “Попередження” // Космічна наука і технологія. – 1999. – Т. 5, № 1. – С. 38 – 47.
162. Черногор Л. Ф. Геокосмосфера – открытая динамическая нелинейная система // Вісник Харківського університету. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 570, вип. 2. – С. 175 – 180.
163. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 1. – С. 59 – 106.
164. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 96 – 105.
165. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 // Нелинейный мир. – 2006. – Т. 4, № 12. – С. 655 – 697.
166. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 // Нелинейный мир. – 2007. – Т. 5, № 4. – С. 198 – 231.
167. Rosser J. B. From catastrophe to chaos: A general theory of economic discontinuities. – Boston–Dordrecht–London: Kluwer Academic Publisher, 1991. – 174 p.
168. Петров А. А., Поспелов И. Г., Шананин А. А. Опыт математического моделирования экономики. – М.: Энергоатомиздат, 1996. – 288 с.
169. Занг В.-Б. Синергетическая экономика: Время и перемены в нелинейной экономической теории. – М.: Мир, 1999. – 304 с.

170. Нельсон Р. Р., Уинтер С. Дж. Эволюционная теория экономических изменений. – М.: ЗАО “Финстанинформ”, 2000. – 272 с.
171. Чернавский Д. С., Старков Н. И., Щербаков А. В. О проблеме физической экономики // УФН. – 2002. – Т. 172, № 9. – С. 1045 – 1066.
172. Кейлис-Борок В. И., Лихтман А. Дж. Самоорганизация американского общества при выборах президента и сенаторов США // Пределы предсказуемости / Под ред. Кравцова Ю. А. – М.: Центр Ком, 1997. – С. 221 – 235.
173. Rinaldi S. Laura and Petrarch: An intriguing case of cyclical lover dynamics // SIAM J. Appl. Math., 1998. – 58, № 4. – Pp. 1205 – 1221.
174. Дрюма В. С. Об аналитическом решении двумерного уравнения Кортевега–де Вриза (КДВ) // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 19, вып. 12. – С. 753 – 755.
175. Turing A. The chemical basis of morphogenesis. – Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1952. – 237. – Pp. 37 – 72.
176. Николис Г., Пригожин Н. Самоорганизация в неравновесных системах / Пер. с англ. – М.: Мир, 1979. – 512 с.
177. Хакен Г. Синергетика. – М.: Мир, 1980. – 404 с.
178. Пригожин И., Стенгерс К. Порядок из хаоса: Новый диалог человека с природой / Пер. с англ. / Под ред. В. И. Аршинова, Ю. Л. Климонтовича и Ю. В. Сачкова. – М.: Прогресс, 1986. – 432 с.
179. Evolution of Order and Chaos / Ed. by H. Haken. – Berlin: Springer, 1982. – 261 p.
180. Хакен Г. Синергетика: Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах / Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 423 с.
181. Князева Е. Н., Курдюмов С. П. Законы эволюции и самоорганизации сложных систем. – М.: Наука, 1994. – 288 с.
182. Князева Е. Н., Курдюмов С. П. Антропный принцип в синергетике // Вопросы философии. – 1997. – № 3. – С. 62 – 79.

183. Майцнер. Сложность и самоорганизация // Вопросы философии. – 1997. – № 3. – С. 48 – 61.
184. Баранцев Р. В. Имманентные проблемы синергетики // Вопросы философии. – 2002. – № 9. – С. 91 – 101.
185. Ровинский Р. Е. Самоорганизация как фактор направленного развития // Вопросы философии. – 2002. – № 5. – С. 67 – 77.
186. Ruelle D. Turbulence, strange attractors and chaos. – Singapore: World Scientific, 1995. – 488 p.
187. Странные аттракторы: Сб. ст. / Под ред. Я. Г. Синая, Л. П. Шильникова. – М.: Мир, 1984. – 528 с.
188. Holden A. V. Chaos. – Princeton: Princeton University Press, 1986. – 178 p.
189. Cook P. A. Nonlinear dynamical systems. – London: Prentice-Hall, 1986. – 272 p.
190. Atkinson F. V., Langford W. E, Mingarelli A. B. Oscillations, Bifurcations and Chaos. – New York: AMS, 1987. – 234 p.
191. Devaney R. L. An Introduction to Chaotic Dynamical Systems. – New York: Addison-Wesley, 1987. – 318 p.
192. Gleick J. Chaos – Making a new science. – New York: Viking, 1987. – 174 p.
193. Шустер Г. Детерминированный хаос. – М.: Мир, 1988. – 240 с.
194. Колебания и бегущие волны в химических системах: Пер. с англ. / Под ред. Р. Филда, М. Бургер. – М.: Мир, 1988. – 720 с.
195. Awrejcewicz J. Bifurcation and chaos in simple dynamical systems. – Singapore: World Scientific, 1989. – 122 p.
196. Devaney R. L. An introduction to chaotic dynamical systems. – New York: Addison-Wesley, 1989. – 278 p.
197. Measures of complexity and chaos I Ed. by N. B. Abraham, A. M. Albano, A. Passamante, P. E. Rapp. – New York: Plenum, 1989. – 421 p.

198. Гачок В. П. Странные аттракторы в биосистемах. – К.: Наук. думка, 1989. – 237 с.
199. Дмитриев А. С., Кислов В. Я. Стохастические колебания в радиофизике и электронике. – М.: Наука, 1989. – 280 с.
200. Мун Ф. Хаотические колебания. – М.: Мир, 1990. – 312 с.
201. Dendrinos D. S., Sonis M. Chaos and social-spatial dynamics. – New York: Springer-Verlag, 1990. – 256 p.
202. Ахмедиев Н. И., Анкевич А. Солитоны. – М.: Физматлит, 2003. – 304 с.
203. Hao B.-L. Experimental study and characterization of chaos. – Singapore: World Scientific, 1990. – 402 p.
204. Анищенко В. С. Сложные колебания в простых системах: механизмы возникновения, структура и свойства динамического хаоса в радиофизических системах. – М.: Наука, 1990. – 312 с.
205. Baker J., Gollub J. Chaotic dynamics. – Cambridge: Cambridge University Press, 1990. – 167 p.
206. Marek M., Schreiber I. Chaotic Behavior of Deterministic Dissipative Systems. – Cambridge: Cambridge University Press, 1991. – 481 p.
207. Cvitanovic P. Chaos, Order and Patterns. – Villa Olmo: Como, 1991. – 372 p.
208. Верже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности. – М.: Мир, 1991. – 368 с.
209. Marek M., Schreiber I. Chaotic behavior of deterministic dissipative systems. – Praga: Academia, 1991. – 368 p.
210. Directions in chaos / Ed. by H. Bai-Lin, D. H. Feng, J.-M. Yuan. – Singapore: World Scientific, 1991. – 534 p.
211. Nonlinear Dynamics and Chaos / Ed. by R. L. Dewar, B. I. Henry. – Singapore: World Scientific, 1992. – 630 p.
212. Neimark Yu. L., Landa P. S. Stochastic and Chaotic Oscillations. – Dordrecht: Kluwer Academic, 1992. – 270 p.

213. Kim J. H., Stringer // J. Applied chaos. – New York: Wiley, 1992. – 301 p.
214. Bountis T. Chaotic dynamics. Theory and practice. – New York: Plenum, 1992. – 430 p.
215. Vaga T. Profiting from chaos. Using chaos for market timing. Stock selection and option. – New York: McGraw-Hill, 1994. – 276 p.
216. Scott S. K. Oscillations, waves, and chaos in chemical kinetics. – Oxford: Oxford University Press, 1994. – 328 p.
217. Bauer R. Genetic algorithms and investment strategies. An alternative approach to neural networks and chaos theory. – New York: Wiley, 1994. – 429 p.
218. Glendinning P. Stability, instability and chaos: an introduction to the theory of nonlinear differential equations. – Cambridge: Cambridge University Press, 1994. – 189 p.
219. Anishchenko V. Dynamical chaos – models and experiments. Appearance routes and structure of chaos in simple dynamical systems. – Singapore: Word Scientific, 1995. – 400 p.
220. Abarbanel H. D. I. Analysis of Observed Chaotic Data. – New York: Springer, 1995. – 234 p.
221. Lakshmanan M., Murali K. Chaos in nonlinear oscillators: controlling and synchronization. – Singapore: Word Scientific, 1996. – 340 p.
222. Schneider F. W., Münster A. F. Nichtlineare Dynamik in der Chemie. – Stutgard: Spektrum Akademischer Verlag, 1996. – 236 p.
223. Baker G. L., Gollub J. P. Chaotic Dynamics. – Cambridge University Press, 1996. – 258 p.
224. Ogorzalek M. L. Chaos and complexity in nonlinear electronic circuits. – Singapore: Word Scientific, 1997. – 312 p.
225. Dankowicz H. Chaotic dynamics in hamiltonian system. With applications to celestial mechanics. – Singapore: Word Scientific, 1997. – 224 p.

226. Fradkov A. L., Pogromsky A. Yu. Introduction to control of oscillations and chaos. – Singapore: Word Scientific, 1998. – 408 p.
227. Epstein L. R., Pojman J. A. An introduction to nonlinear chemical dynamics: oscillations, waves, patterns, and chaos. – Oxford: Oxford University Press, 1998. – 234 p.
228. Morozov A. D. Quasi-conservative system: cycles, resonances and chaos. – Singapore: Word Scientific, 1998. – 340 p.
229. Chen G., Dong X. From chaos to order. Methodologies, perspectives and applications. – Singapore: Word Scientific, 1998. – 776 p.
230. Hoover W. G. Time reversibility, computer simulation, and chaos. – Singapore: Word Scientific, 1999. – 280 p.
231. Chaotic mechanics in systems with impacts and friction / B. Brazejczyk-Okolewska, K. Czolczynski, T. Kapitaniak, J. Wojewoda. – Singapore: Word Scientific, 1999. – 200 p.
232. Nonlinear dynamics and chaos in mechanical systems with discontinuities / Ed. by M. Wiercigroch, A. de Kraker. – Singapore: Word Scientific, 1999. – 350 p.
233. Maugin G. A. Thermomechanics of nonlinear irreversible behaviors. An introduction. – Singapore: Word Scientific, 1999. – 350 p.
234. Kadanoff L. R. From order to chaos II Essays: critical, chaotic and otherwise. – Singapore: Word Scientific, 1999. – 768 p.
235. Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б. Современные проблемы нелинейной динамики. – М.: Эдиториал УРСС, 2000. – 336 с.
236. Табор М. Хаос и интегрируемость в нелинейной динамике / Пер. с англ. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 320 с.
237. Федер Е. Фракталы. – М.: Мир, 1987. – 232 с.
238. Потапов А. А. Фракталы в радиофизике и радиолокации. – М.: Логос, 2002. – 664 с.

239. Постон Т., Стюарт Я. Теория катастроф и ее приложения. – М.: Мир, 1980. – 607 с.
240. Арнольд В. И. Теория катастроф. – М.: Наука, 1990. – 128 с.
241. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. – М.: Мир, 1984. – Кн. 1. – 350 с. – Кн. 2. – 285 с.
242. Томпсон Дж. М. Т. Неустойчивости и катастрофы в науке и технике. – М.: Мир, 1985. – 254 с.
243. Синергетическая парадигма. Многообразие методов и подходов / Отв. ред. Аршинов В. И., Буданов В. Г., Войцехович В. Э. – М.: Прогресс-Традиция, 2001.
244. Синергетическая парадигма. Нелинейное мышление в науке и искусстве / Отв. ред. Концик В. А. – М.: Прогресс-Традиция, 2002.
245. Синергетическая парадигма. Человек и общество в условиях нестабильности / Отв. ред. Астафьева О. Н. – М.: Прогресс-Традиция, 2003. – 583 с.
246. Синергетическая парадигма. Когнитивно-коммуникативные стратегии современного научного познания / Отв. ред. Киященко Л. П. – М.: Прогресс-Традиция, 2004.
247. Андрианов В. А., Кальцин В. А. Применение нелинейных эффектов при выборе акустической антенной системы для зондирования атмосферы // Радиотехника и электроника. – 1981. – Т. 26, № 10. – С. 2209 – 2211.
248. Потапов А. И. Нелинейные волны деформации в стержнях и пластинах. – Горький: Изд-во ГГУ, 1985.
249. Капель Г. И., Разоренков С. В., Уткин А. В., Фортов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 312 с.
250. Селезов И. Т., Корсунский С. В. Нестационарные и нелинейные волны в электропроводящих средах. – К.: Наукова думка, 1991. – 198 с.

251. Шифрин Я. С. Нелинейные эффекты в антеннах // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 1997. – № 4. – С. 33 – 44.
252. Мусабеков П. М., Панычев С. Н. Нелинейная радиолокация: методы, техника и области применения // Зарубежная радиоэлектроника. – 2000. – № 5. – С. 54 – 61.
253. Беляев В. В., Маюнов А. Т., Разиньков С. Н. Состояние и перспективы развития нелинейной радиолокации // Успехи современной радиоэлектроники. – 2002. – № 6. – С. 59 – 78.
254. Горбачёв А. А., Чигин Е. П. Взаимодействие электромагнитных волн с “нелинейными” объектами // Нелинейный мир. – 2003. – Т. 1, № 1-2. – С. 28 – 35.
255. Дмитриев А. С., Панас А. И., Старков С. О. Динамический хаос как парадигма современных систем связи // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 1997. – № 10. – С. 4 – 26.
256. Шалфеев В. Д., Осипов Г. В., Козлов А. К., Волковский А. Р. Хаотические колебания – генерация, синхронизация, управление // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 1997. – № 10. – С. 27 – 49.
257. Короткий В. П. Модели связи на сигналах динамического хаоса // Радиотехника. – 2004. – № 11. – С. 84 – 89.
258. Гуляев В. Ю., Никитов С. А. Перспективы развития телекоммуникаций // Нелинейный мир. – 2003. – Т. 1, № 1 – 2. – С. 4 – 11.
259. Дмитриев А. К., Кяргинский Л. В., Максимов Н. А., Панас А. И., Старков С. О. Перспективы создания прямо хаотических систем связи в радио- и СВЧ-диапазонах // Радиотехника. – 2000. – № 3. – С. 9 – 20.
260. Дмитриев А. С., Кузьмин Л. В., Панас А. И., Пузилов Д. Ю., Старков С. О. Прямо-хаотические системы связи // Успехи современной радиоэлектроники. – 2003. – № 9. – С. 40 – 56.

261. Нелинейная спектроскопия / Под ред. Н. Бломбергена. – М.: Мир, 1979. – 592 с.
262. Летохов В. С., Чеботарев В. П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. – М.: Наука, 1990. – 512 с.
263. Кошовий В. В., Сорока С. О. Акустичне збурення іоносферної плазми наземним випромінювачем. 1. Експериментальне виявлення акусто-іоносферних збурень // Космічна наука і технологія. – 1998. – Т. 4, № 5/6. – С. 3 – 17.
264. Кошевой В. В. Радиофизическая и радиоастрономическая диагностика ионосферных эффектов, вызванных наземным инфразвуковым излучателем (предварительные результаты) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1999. – Т. 42, № 8. – С. 785 – 798.
265. Петухов М. Ю., Петухов Ю. В. Параметрическая генерация акустико-гравитационных волн в атмосфере Солнца // Письма в астрономический журнал. – 2001. – Т. 27, № 3. – С. 220 – 226.
266. Петухов М. Ю., Петухов Ю. В. Параметрическая генерация акустико-гравитационных волн альвеновскими волнами в атмосфере Солнца // Письма в астрономический журнал. – 2002. – Т. 28, № 5. – С. 382 – 392.
267. Петухов М. Ю., Петухов Ю. В. Параметрическая генерация магнито-акусто-гравитационных волн в атмосфере Солнца // Письма в астрономический журнал. – 2003. – Т. 29, № 2. – С. 137 – 147.
268. Кулаков А. В., Румянцев А. А. Введение в физику нелинейных процессов. – М.: Наука, 1988. – 159 с.
269. Черногор Л. Ф. Нелінійність як нове світобачення // Міжнародна наукова конференція. Каразінські природознавчі студії. 14 – 16 червня 2004 р., м. Харків, Україна. Матеріали конференції. – Харків, 2004. – С. 153 – 154.
270. Потапов А. А. Нелинейный мир. – 2003. – Т. 1, № 1 – 2. – С. 3.

271. Encyclopedia of Nonlinear Sciences. – N.Y.–London, 2005. – 1125 p.
272. Черногор Л. Ф. Современная наука о природе. Интегрирующий курс естествознания: Учебное пособие. 2-е изд., доп. – Х., 1999. – 362 с.
273. Черногор Л. Ф. Естествознание. Интегрирующий курс. 2-е изд., доп. – Х.: ХНУ, 2007. – 536 с.
274. Visions of nonlinear science in the 21<sup>st</sup> century / Ed. by J. X. Huettas, W.-K. Chen, R. N. Madan. – Singapore: World Scientific, 1999. – 872 p.
275. Яновский В. В. Лекции о нелинейных явлениях. Т. 1. – Х.: Институт монокристаллов, 2006. – 456 с.
276. Яновский В. В. Лекции о нелинейных явлениях. Т. 2. – Х.: Институт монокристаллов, 2008. – 448 с.



## Часть 2

# ЗЕМЛЯ – АТМОСФЕРА – ГЕОКОСМОС КАК НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

*Физика была бы скучна, а жизнь совершенно невозможна, если бы все физические явления вокруг нас были линейными. К счастью, мы живем в нелинейном мире, и если линеаризация украшает физику, то нелинейность делает ее захватывающей.<sup>1</sup>*

## ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Одной из главнейших особенностей современной науки является ее дифференциация.<sup>2</sup> Естествознание и его базис – физика – разделились на множество на первый взгляд мало связанных направлений. Не является исключением и физика Земли, атмосферы и околоземного космоса (геокосмоса). Каждая наука имеет свой традиционный объект исследования. Так, геология изучает состав, строение и эволюцию Земли, метеоро-

<sup>1</sup> Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1989. – 560 с.

<sup>2</sup> Часть 2 написана на основе работ автора: Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 // Нелинейный мир. – 2006. – Т. 4, № 12. – С. 655 – 697; Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 // Нелинейный мир. – 2007. – Т. 5, № 4. – С. 198 – 231.

рология и климатология – атмосферу, гидросферу и сушу, аэрономия – верхнюю атмосферу (включая ионосферу), геомагнетизм – магнитосферу, астрономия – Солнце, Луну, планеты и т. д.

Расчленение единого природного объекта на составные части было необходимым и оправданным. Анализ этих частей позволил выявить многие важные черты системы, а точнее ее составляющих. Такой подход допустим на первой, низшей, стадии исследования. На высших стадиях этого недостаточно по ряду причин. Во-первых, деление изучаемой системы на подсистемы является условным и искусственным. Во-вторых, подсистемы не являются изолированными друг от друга, между ними существуют многочисленные прямые и обратные связи. Изменение какого-либо параметра подсистемы, превышающее порог чувствительности, непременно сказывается на состоянии других подсистем и системы в целом, вызывая ее перестройку (свойство целостности системы). В-третьих, система обладает совокупностью качеств, которые отсутствуют в подсистемах (свойство эмерджентности).

Важнейшим достижением физики Земли, атмосферы и геокосмоса конца XX-го в. стало осознание того факта, что качественно новое понимание наблюдаемых процессов во внутренних и внешних оболочках нашей планеты, а значит и построение более точных и адекватных их физико-математических моделей, было невозможным в рамках существовавших представлений, в рамках прежней парадигмы, когда упомянутые оболочки рассматривались, как правило, изолированными друг от друга. Если же взаимодействие между двумя оболочками и учитывалось, обычно оно считалось линейным. Оказалось, что ни одна оболочка не является самодостаточной, так как ее мгновенное состояние не определяет ее эволюцию в будущем.

Новая, а именно, системная парадигма зарождалась постепенно и явилась результатом труда большого числа специалистов в своей области (геологов, геофизиков, сейсмологов, ме-

теорологов, радиофизиков, специалистов по аэронавигации, геомагнетизму и т. д.). Ее истоки обнаруживаются в трудах В. И. Вернадского. Работая в докосмическую эру, он, конечно, не рассматривал процессы в верхней атмосфере, ионосфере и магнитосфере (в геокосмосе).

Отдельные высказывания в пользу системного подхода можно найти в более новых работах [1 – 5].

Ценность системной парадигмы возросла после того, как автор в 1980-х гг. обратил внимание исследователей на то, что систему Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера следует рассматривать как открытую динамическую и, главное, нелинейную систему с присущими ей нетривиальными свойствами. Системный подход получил развитие в работах автора [6 – 9].

В отличие от подсистемы, система обладает большей степенью самодостаточности и результат ее эволюции может быть предсказан более определенным образом на основе ее мгновенного состояния. Термин “предсказан” понятен для детерминированных систем. Для систем с возможными хаотическими режимами его следует понимать в широком смысле. В этом случае удастся предсказать моменты времени перехода к хаотическому режиму, интервалы параметров его существования, типы хаотических структур и т. п.

Целью части 2 монографии является описание основных положений системной парадигмы применительно к объекту Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера, изложение результатов экспериментальных и теоретических исследований, обсуждение важнейших процессов в этом объекте и обоснование представлений о его главных свойствах.

В настоящее время теория системы Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера далека от завершения. Ввиду этого для иллюстрации свойств системы приводятся многие поучительные примеры. С другой стороны, излагаются общие прин-

ципы (положения системной парадигмы), способные объяснить многие наблюдаемые процессы в обсуждаемой системе.

## Глава 8

### ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ СИСТЕМНОЙ ПАРАДИГМЫ

1. Земля и околоземная среда образуют единую природную систему. Она состоит из подсистем – внутренних и внешних геосфер. При изучении влияния процессов в тектоносфере (землетрясений, вулканизма, наземных и подземных взрывов и т. п.) на внешние геосферы рассматривают систему тектоносфера – атмосфера – ионосфера – магнитосфера (систему ТАИМ) [7, 9]. Учитывая, что около 70 % земной поверхности занимает океан, приходим к необходимости изучения процессов в системе океан – атмосфера – ионосфера – магнитосфера (системе ОАИМ). Системы ТАИМ и ОАИМ имеет смысл объединить в систему Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера (систему ЗАИМ). Далее рассматривается система ЗАИМ.

Ряд связей между подсистемами уже установлен, они оказались существенными и даже определяющими.

Как и всякий сложный объект, система ЗАИМ обладает свойствами иерархии, т. е. имеет упорядоченную многоярусную структуру. Каждая подсистема в свою очередь делится на подсистемы (“подподсистемы”). В свою очередь ЗАИМ как подсистема входит в систему Земля – Солнце, последняя – в Солнечную систему, которая является подсистемой в Галактике, и т. д.

2. Между составными частями системы ЗАИМ имеют место разнообразные связи (прямые и обратные, положительные и отрицательные, комбинации первых и вторых).

3. ЗАИМ – открытая система. В нее поступает излучение, вещество, энергия и энтропия как “снизу”, так и “сверху”.

4. ЗАИМ – динамическая система. Ее обобщенные параметры изменяются во времени и пространстве. Поэтому система описывается дифференциальными уравнениями в частных производных с начальными и граничными условиями, заданными с конечной погрешностью.

5. ЗАИМ – нелинейная система. Исходные соотношения, описывающие соответствующие физико-химические процессы, являются нелинейными. Это приводит к далеко идущим последствиям при исследовании эволюции системы (к бифуркациям, неустойчивости системы, возникновению хаотических режимов, самоорганизации, появлению упорядоченных структур и т. п.).

6. Земля и ее внешние оболочки в целом, а также ЗАИМ в частности, представляют собой природные системы, способные к саморазвитию, за счет использования внешних источников энергии, излучения, массы и т. д.

## Глава 9

### ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ

#### 9.1. Строение системы

Земля и окружающее ее пространство состоит из геосфер. Внутри планеты выделяют три внутренние геосферы – ядро, мантию и земную кору (литосферу). Толщина литосферы колеблется от 10 км под океанами до 60 км в области горных систем. За сейсмические процессы отвечает верхняя геосфера, именуемая тектоносферой. Ее толщина составляет 600 – 700 км. К внешним геосферам относят атмосферу, ее ионизированную часть – ионосферу – и магнитную оболочку Земли – магнитосферу. В свою очередь атмосфера состоит из целого

ряда геосфер – тропосферы, стратосферы, мезосферы и термосферы. В ионосфере выделяют области – D, E и F. Сложную структуру имеет и магнитосфера.

Деление на геосферы – условное. На самом деле, Земля и окружающее ее пространство представляют собой единое образование, включающее внутренние и внешние геосферы.

Нижняя граница околоземного космического пространства – геокосмоса – лежит на высоте  $\sim 100$  км, а на расстоянии  $R \approx 10R_E$  ( $R_E$  – радиус Земли) геокосмос постепенно переходит в межпланетное пространство. Учитывая, что на состояние геокосмоса влияют процессы на Солнце, в межпланетной среде и внутри Земли, геокосмосферой будем именовать верхнюю атмосферу, ионосферу и магнитосферу. Геокосмосфера входит в систему ЗАИМ. Последняя отражает единство процессов внутри планеты на поверхности Земли и в окружающем ее пространстве.

#### 9.2. Процессы в системе

Солнце – главный источник энергии в Солнечной системе. Именно Солнце, в основном, определяет процессы в геокосмосе. Земля получает от Солнца энергию в виде электромагнитного и корпускулярного излучений, а также в виде солнечного ветра, который, как известно, представляет собой поток плазмы, “погруженной” в магнитное поле солнечного происхождения [10].

Электромагнитное излучение Солнца наблюдается в диапазоне длин волн  $\lambda$  от  $\sim 10^{-10}$  до 10 м. Максимум энергии излучения приходится на  $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$  м.

Воздействие электромагнитного и корпускулярного излучений Солнца, а также солнечного ветра вызывает взаимодействие подсистем и целый комплекс процессов на Земле (рис. 9.1, 9.2), которые изучены в настоящее время недостаточно [11, 12]. Из рис. 9.1 и 9.2 видно, что нестационарные процессы

на Солнце служат причиной большинства явлений в межпланетной среде, магнитосфере, ионосфере, атмосфере и внутри Земли. Кроме того, они приводят к метеорологическим и биологическим эффектам.

Параметры электромагнитного и корпускулярного излучений Солнца изменяются во время солнечных вспышек, которые вызывают целый комплекс первичных и вторичных процессов на Земле.

К первичным процессам относится рост электронной концентрации в ионосфере, дополнительный нагрев геокосмосферы, изменение прозрачности атмосферы на высотах, где эффективно поглощаются солнечные космические лучи, и др.



Рис. 9.1. Схема взаимодействия подсистем

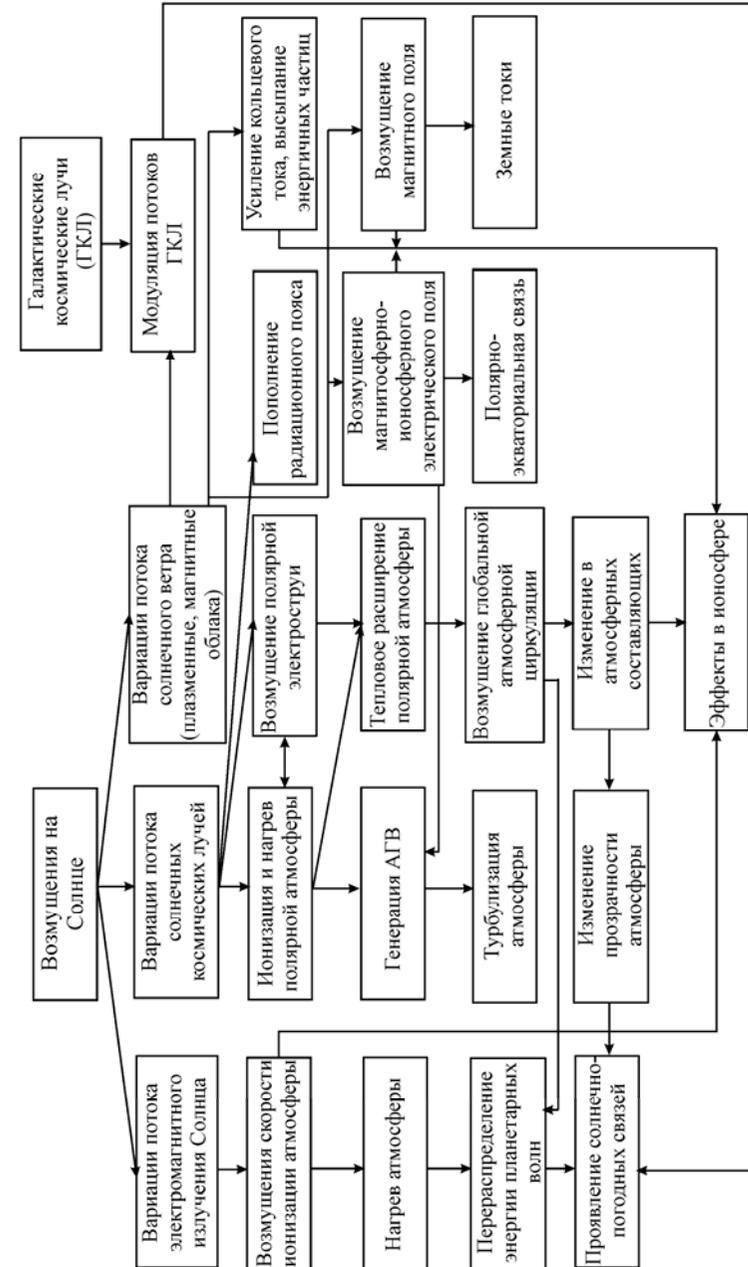


Рис. 9.2. Схема процессов, сопровождающих геокосмическую бурю

Перечень вторичных процессов намного шире. Сюда следует отнести генерацию периодических и аperiodических вариаций геомагнитного и геоэлектрического (магнитосферного, ионосферного и атмосферного) полей, увеличение поглощения космических радишумов, эффект Форбуша, генерацию акустико-гравитационных волн (АГВ) и т. п.

К еще более серьезным последствиям приводят выбросы корональной массы, вызывающие усиление интенсивности и скорости солнечного ветра, “бомбардировку” геокосмоса магнитными облаками и плазмоидами солнечного происхождения. Воздействие этих факторов длится от 10 до 70 ч. В результате такой “бомбардировки” заметно деформируется магнитосфера и до 1 – 2 изменяется индукция геомагнитного поля (наступает магнитная буря), нагревается ионосфера, в ней в 2 – 10 раз уменьшается либо существенно увеличивается концентрация заряженных частиц, изменяется скорость химических реакций и т. д. Подобные процессы в ионосфере именуется ионосферными бурями. Энергия возмущенного солнечного ветра и магнитных облаков из магнитосферы по силовым линиям проникает в атмосферу в виде электрических полей, потоков частиц, плазмы и, в конечном итоге, тепла. Джоулева диссипация магнитосферных электрических полей и торможение высокоэнергичных частиц приводят к нагреву атмосферы, возмущению системы термосферных ветров, генерации возмущений волновой природы, перестройке химических реакций, вариациям атмосферного электрического поля и т. п. Совокупность этих процессов, имеющих значительную энергетику, можно назвать атмосферными бурями. Возмущения параметров геоэлектрического поля могут быть столь существенными, что в этом случае имеет смысл говорить об электрической буре.

Магнитная, ионосферная, атмосферная и электрическая бури представляют собой проявление единого процесса – геокосмической бури. В литературе обычно геокосмическая буря

называется магнитной бурей, что, как видно из нашего определения, не совсем так. Эффекты, вызванные бурями, проявляются сильнее всего в высоких широтах, в несколько меньшей степени – в средних широтах, но затрагивают также и низкие широты (см. рис. 9.2). По высоте эффекты охватывают всю систему ЗАИМ.

Выше перечислены процессы, ответственные за перенос вещества и излучений “сверху”. Именно они в основном формируют состояние космической погоды. Состояние обычной погоды, как известно, определяется преимущественно процессами в системе ОСА (океан – суша – атмосфера) [13]. В определенной степени на погоду влияют процессы на Солнце, однако, этот вопрос в настоящее время мало изучен [14]. К нему мы еще вернемся в подразделе 5.2.

Нельзя полностью игнорировать потоки излучений и вещества “снизу” и, в частности, их влияние на погоду и процессы в геокосмосфере. Такие потоки возникают при землетрясениях, извержениях вулканов, грозах, энергичных атмосферных процессах и т. д.

В последние десятилетия стало ясно, что на состояние системы ЗАИМ заметно влияет ряд процессов антропогенного происхождения. Дело в том, что энерговооруженность человечества возросла настолько, что мощность и энергия рукотворных объектов, изделий и процессов достигла, а в ряде случаев и превзошла соответствующие параметры многих естественных процессов и источников [15 – 19]. Поэтому мощные антропогенные воздействия на подсистемы ЗАИМ также должны приниматься во внимание. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и в геокосмосе подробно обсуждается в работе [19].

### 9.3. Взаимодействие подсистем

Физико-химические процессы в каждой из подсистем изучены неплохо. Этого нельзя сказать о механизмах взаимодействия подсистем и о процессах в системе в целом. Ясно, что

взаимодействие между подсистемами осуществляется при помощи квазистатических полей (гравитационного, магнитного и электрического), переменных электромагнитных полей, АГВ, потоков излучения, заряженных частиц, плазмы, вещества и т. п. Воздействие на данную подсистему других подсистем может быть совместным (синергетическим). Исследование результатов совместного действия является предметом междисциплинарной системы знаний – синергетики [20 – 21].

В настоящее время моделирование физико-химических процессов в подсистемах идет по пути учета возможно большего количества элементарных процессов. Например, для изучения кинетики заряженных частиц на высотах  $z \leq 100$  км используется свыше 100 связанных дифференциальных уравнений. Такое моделирование относится к детальному. При системном подходе оно не является простым и удобным.

Для описания системы ЗАИМ как единого образования полезно отказаться от детального моделирования и ограничиться описанием главных процессов в системе “крупными мазками”. Для этого необходимо ввести небольшое количество (например, не более 10) ведущих или основных переменных и получить исходные уравнения, основываясь на фундаментальных законах – законе сохранения энергии, массы и т. п.

Примером таких уравнений могут быть соотношения, описывающие корпускулярно-волновой канал взаимодействия магнитосферы с ионосферой и атмосферой. В этом случае заряженные частицы (электроны и ионы) в магнитосферу поступают из солнечного ветра и высыпаются в ионосферу и атмосферу в результате генерации циклотронной неустойчивости [22]. Последнее становится возможным как за счет притока энергии очень низкочастотного (ОНЧ) излучения из нижних слоев атмосферы (в результате мировой грозовой деятельности), так и за счет перекачки энергии от частиц к ОНЧ-волнам с частотой  $f \approx 0,1 - 10$  кГц и альвеновским волнам (об этом см. подробнее в подразделе 5.1).

## Глава 10

### ЗАИМ – ОТКРЫТАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ СИСТЕМА

#### 10.1. Общие сведения

ЗАИМ относится к открытым системам. В нее поступает энергия, вещество, излучение и отрицательная энтропия как “сверху”, так и “снизу”. Энергетические характеристики потоков “сверху” и “снизу” приведены соответственно в табл. 10.1 и 10.2. Видно, что эти характеристики в ряде случаев сопоставимы.

Потоки энергии, вещества и т. д. изменяются во времени. Их величина зависит от нестационарных процессов на Солнце и внутри Земли. Поэтому система ЗАИМ является также динамической. Такие системы удобно описывать уравнениями баланса, которые представляют собой законы сохранения энергии, количества теплоты, массы, заряда и т. п. Типичные уравнения баланса для физической величины  $\rho$  имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = q_{pr} - q_l, \quad (10.1)$$

где  $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$  – плотность потока,  $\mathbf{v}$  – скорость переноса,  $q_{pr}$  – скорость производства,  $q_l$  – скорость потерь.

В системе ЗАИМ имеют место, как правило, необратимые диссипативные процессы. К ним относятся вязкость, теплопроводность, диффузия, термодиффузия, химические реакции, фазовые переходы и т. д.

В динамических системах могут протекать как обратимые, так и необратимые процессы. Единственной функцией состояния, которая позволяет различить эти процессы, является энтропия.

Уравнение баланса удельной (отнесенной к единице массы) энтропии также можно представить в виде соотношения, подобного (10.1).

Для описания процессов в системе ЗАИМ удобно использовать понятие отрицательной энтропии, называемой негэнтропией (см., например, [23]). Именно она расходуется в системе с диссипативными процессами и поддерживает систему в неравновесном состоянии.

Добавим, что все физико-химические процессы в геокосмосфере идут за счет расхода негэнтропии. Ее приток возникает из-за того, что солнечному излучению соответствует, как известно, температура около 6000 К, а уходящему из геокосмосферы инфракрасному излучению – температура, близкая к 300 К.

Система ЗАИМ относится к нелинейным системам. Уравнения, описывающие процессы в геокосмосфере, вообще говоря, являются нелинейными. Дело в том, что обмен энергией, веществом или энтропией столь велик, что система может уйти далеко от состояния равновесия. Обобщенные потоки нелинейным образом зависят от обобщенных сил. Это означает, что в системе уравнений, состоящей из уравнений баланса вида (10.1), для каждой физической величины  $\rho_i$  имеем нелинейные зависимости

$$j_i = f(t, \rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n), \quad 1 \leq i \leq n,$$

$$q_{pri} = \varphi(t, \rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n),$$

$$q_{li} = F(t, \rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n).$$

## 10.2. Свойства системы

Свойства открытых динамических нелинейных систем в корне отличаются от поведения линейных систем (см., например, [24]). Перечислим кратко эти свойства.

Таблица 10.1  
Энергетические характеристики потоков “сверху”

Переносчик	$\Pi_p, \text{Вт/м}^2$	$S, \text{м}^2$	$P, \text{Вт}$	$t, \text{с}$	Примечание
Излучение спокойного Солнца: оптическое ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское жесткое рентгеновское	1400	$1,3 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{17}$	Непрерывно	Длина волны $\lambda \approx 0,4 - 0,8 \text{ мкм}$  $\lambda \approx 1 \text{ нм} - 0,4 \text{ мкм}$ $\lambda \approx 0,5 - 1 \text{ нм}$
	$\sim 2 \cdot 10^2$ $\sim 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{14}$ $1,3 \cdot 10^{14}$	$\sim 3 \cdot 10^{16}$ $\sim 10^6$		
	1400	$1,3 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{17}$		
Излучение возмущенного Солнца: оптическое ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское жесткое рентгеновское	$\sim 10^2$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$\sim 10^2$	$\lambda \approx 0,4 - 0,8 \text{ мкм}$  $\lambda \approx 1 \text{ нм} - 0,4 \text{ мкм}$ $\lambda \approx 0,5 - 1 \text{ нм}$
	$\sim 2 \cdot 10^2$ $\sim 5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{14}$ $1,3 \cdot 10^{14}$	$\sim 3 \cdot 10^{16}$ $\sim 6,5 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^2$ $\sim 10^2$	
	1400	$1,3 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$\sim 10^2$	
Солнечные протоны:  спокойные условия  возмущенные условия	0,1	$10^{16}$	$10^{15}$	Непрерывно	Энергия протонов 10 – 100 МэВ Плотность потока $10^{11} - 10^9 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ Плотность потока $(2-3) \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
	2–3	$10^{16}$	$(2-3) \cdot 10^{16}$		
Солнечный ветер: спокойный возмущенный	$6 \cdot 10^{-5}$ $5 \cdot 10^{-2}$	$10^{16}$ $10^{16}$	$6 \cdot 10^{11}$ $5 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$	$N_p \approx 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ , $v_p \approx 400 \text{ км/с}$ $N_p \approx 10^8 \text{ м}^{-3}$ , $v_p \approx 1000 \text{ км/с}$
Галактические космические лучи	$10^{-6}$	$\sim 10^{14}$	$10^8$	Непрерывно	Плотность потока $10^4 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , энергия протонов $\varepsilon_p = 1 \text{ ГэВ}$
Метеорные потоки: фон сильнейший дождь	$5 \cdot 10^{-7}$ $5 \cdot 10^{-2}$	$\sim 10^{14}$ $\sim 10^{14}$	$\sim 5 \cdot 10^7$ $\sim 5 \cdot 10^{12}$	Непрерывно $10^3 - 10^4$	Массы частиц $m \geq 10^{-10} \text{ кг}$ То же
Высыпающиеся высоко-энергичные частицы: спокойные условия возмущенные условия	$10^{-4}$ 1	$\sim 10^{13}$ $\sim 10^{13}$	$10^9$ $\sim 10^{13}$	$10^2 - 10^4$ $10^2 - 10^4$	Высокие широты То же
Инфракрасное излучение термосферы: спокойные условия возмущенные условия	$10^{-3} - 10^{-2}$ 0,1–1	$5 \cdot 10^{14}$ $5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ $5 \cdot 10^{14} - 10^{15}$	Непрерывно $10^2 - 10^4$	$\lambda = 2 - 10 \text{ мкм}$ Сильнее в высоких широтах

Таблица 10.2

## Энергетические характеристики потоков “снизу”

Переносчик	$P_p$ , Вт/м <sup>2</sup>	$S$ , м <sup>2</sup>	$P$ , Вт	$t$ , с	Примечание
Инфракрасное излучение поверхности Земли	$4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{17}$	Непрерывно	Поглощается и излучается атмосферой
Водяной пар	80	$5 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{16}$	То же	При конденсации выделяется тепло в атмосфере
Конвекция воздуха	30	$5 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	То же	
Поток тепла из недр Земли	$6 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{13}$	То же	Играет незначительную роль
Атмосферная турбулентность	1–10	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$	То же	До высот ~ 100–120 км
Внутренние гравитационные волны (ВГВ)	0,1–1	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{14}$	То же	Эффективно диссипируют в термосфере
Приливные волны	$10^{-3}$	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{11}$	То же	То же
Планетарные волны	$10^{-3}$	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{11}$	То же	То же
Инфразвук	$10^{-4} - 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$	То же	Достигает F-области ионосферы
Инфразвук от сильнейшего землетрясения	$10^2 - 10^3$	$10^{11}$	$10^{13} - 10^{14}$	$10^2$	То же
Электромагнитное излучение сильнейшего землетрясения	$10^{-3} - 10^{-2}$	$10^{11}$	$10^8 - 10^9$	$10^2 - 10^3$	Достигает ионосферы и магнитосферы
Акустическое излучение сильнейшей молнии	$10^{-3}$	$10^9$	$10^6$	~ 1	Диссипирует в атмосфере
Электромагнитное излучение сильнейшей молнии	$10^{-3}$	$10^9$	$10^6$	~ 1	Достигает ионосферы и магнитосферы
Акустическое излучение мировой грозовой активности	$10^{-3}$	$10^{12}$	$10^9$	Непрерывно	Диссипирует в атмосфере
Электромагнитное излучение мировой грозовой активности	$10^{-3}$	$10^{12}$	$10^9$	То же	Достигает ионосферы и магнитосферы

1. Сложность процессов, множественность их состояний. При переходе из одного состояния в другое система испытывает бифуркацию. Важно, что “других” состояний, как предсказывает теория катастроф [25, 26], может быть несколько. В какое из них перейдет система, априори не известно. Структура траекторий в фазовом пространстве часто имеет фрактальные свойства.

2. Благодаря бифуркациям эволюция детерминированной системы характеризуется *неоднозначностью*. Она может привести к детерминированному (или динамическому) хаосу, в особенности, если система чувствительна к малым изменениям начальных условий [27]. Важно, что такой хаос возникает уже в очень простых, но непременно нелинейных открытых динамических системах. Достаточно, чтобы размерность фазового пространства была не менее трех. С изменением параметров, описывающих состояние системы, хаотические режимы могут перемежаться с детерминированными.

В математическом плане *детерминированный* хаос является результатом сильной чувствительности решений уравнений, описывающих динамическую систему, от начальных условий. Эта чувствительность получила название бабочкай-эффекта (эффекта бабочки). Впервые он был обнаружен при помощи компьютерного моделирования метеопроцессов в атмосфере Э. Лоренцом (см., например, [24]).

Приведем примеры хаотизации в атмосфере и геокосмосфере. Самым ярким и, безусловно, классическим из них является процесс атмосферной турбулентности. В этом случае энергия первичного, вполне детерминированного, вихря превращается в энергию вторичных вихрей с меньшим характерным масштабом, а затем в энергию все более мелких вихрей. Важно, что в основе описания движения газа лежит нелинейное уравнение Навье–Стокса, не содержащее случайной силы:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + \left( \frac{\xi}{\rho} + \frac{\nu}{3} \right) \nabla (\nabla \mathbf{v}),$$

где  $v$  – скорость физически малого объема жидкости или газа,  $F$  – напряженность поля массовых сил,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $\zeta$  – вторая вязкость,  $\rho$  и  $p$  – плотность и давление газа.

Пример с турбулентностью поучителен еще и потому, что турбулентное движение, являясь более сложным, чем ламинарное, относится к более упорядоченным по сравнению с последним [28].

Другим примером детерминированного хаоса является генерация случайно-неоднородной структуры в околосемной плазме в широком диапазоне размеров – примерно от  $10^{-2}$  до  $10^5$  м. Вынуждающие силы в этом случае, как правило, являются вполне детерминированными.

3. В определенном смысле, противоположностью детерминированного хаоса является *самоорганизация*, т. е. возникновение порядка из беспорядка. Процессы самоорганизации изучает уже упомянутая синергетика [20, 21]. Она представляет собой теорию самоорганизации нелинейных открытых диссипативных систем.

Строго говоря, не бывает ни абсолютного хаоса, ни абсолютного порядка. Самоорганизация и деградация – две реализации одного и того же процесса. Система ЗАИМ находится в некотором промежуточном состоянии, ей свойственны как процессы деградации, так и процессы самоорганизации. Последняя обеспечивается, как правило, диссипацией энергии, вещества и негэнтропии.

Классическим примером самоорганизации является образование упорядоченной облачной структуры. Подобные структуры в лабораторных условиях называют ячейками Бенара [24].

4. Появление новых свойств у системы (свойство *эмергентности*). Ясно, что система имеет свойства подсистем. Нетривиально то, что у нее могут возникать свойства, не при-

сущие подсистемам. Для полного изучения системы требуется системный подход.

5. *Спусковые механизмы*. Одной из особенностей нелинейных систем является принципиальная возможность проявления спускового (триггерного) механизма высвобождения энергии. При достижении определенного порога энергия, накопленная в одной из подсистем, высвобождается в другой подсистеме. Важно, что энергия возникающих вторичных процессов может быть больше (и даже значительно больше) энергии первичных процессов.

Рассмотрим два важнейшие свойства системы ЗАИМ подробнее.

## Глава 11

### САМООРГАНИЗАЦИЯ В СИСТЕМЕ И ЕЕ ПОДСИСТЕМАХ

Самоорганизация предполагает образование упорядоченных или когерентных структур. Такие структуры должны существовать как внутри Земли, так и во всех ее внешних оболочках. Как уже отмечалось, их изучение является предметом синергетики. Общей теории таких систем посвящены фундаментальные работы (см., например, [20, 21, 29 – 34]).

#### 11.1. Примеры

Классическим примером самоорганизации являются уже упомянутые ячейки Бенара, сопровождающие конвекцию. Процессы такого типа, происходящие в атмосфере, хорошо изучены. Следует ожидать их и в мантии Земли. Естественно, что эти ячейки существенно (на очень много порядков) отличаются по своим пространственно-временным характеристикам.

Пример упорядоченной облачной структуры над украинской антарктической станцией “Академик Вернадский” показан на рис. 11.1 (см. цветную вклейку). Важно, что станция расположена вблизи от Атлантического побережья. Процесс самоорганизации, по-видимому, обусловлен нелинейными взаимодействиями в системе ОСА.

К классическим примерам также относится шаровая молния.

В последние годы во всех внешних геосферах изучаются упорядоченные структуры – диссипативные солитоны и ударные волны (см., например, [35 – 39]). Подобные структуры обнаружены в вариациях геомагнитного поля, параметров атмосферы и ионосферы. Как правило, они возникают при значительных энерговыделениях в системе ЗАИМ. К ним относятся землетрясения, извержения вулканов, грозы, мощные взрывы, старты и полеты крупных ракет и т. д.

Другими примерами самоорганизации в атмосфере являются зарождения ураганов, смерчей, струйных течений, волн Россби–Блиновой, циклонов и т. п. Разумеется, упорядоченные структуры существуют и в океане – течения, ринги (аналоги циклонов и антициклонов), явления Эль-Ниньо и Ла-Ниньо, а также многие другие.

Пространственно-временная самоорганизация возникает за счет незначительных флуктуаций параметров системы. Математической моделью подобных процессов является система нелинейных дифференциальных уравнений со случайными вынуждающими силами:

$$\dot{x}_i = \Phi_{NLi}(x_1, x_2, \dots, x_n) + \xi_i(t), \quad (11.1)$$

где  $\Phi_{NLi}$  – нелинейная функция,  $\xi_i$  – случайная функция,  $i = 1 \dots n$ . Частным случаем этой системы является хорошо изученная модель, называемая “брюсселятором” [40]:

$$\dot{x}_1 = \Phi_{NL1}(x_1, x_2) + \xi_1(t),$$

$$\dot{x}_2 = \Phi_{NL2}(x_1, x_2).$$

В последней модели нелинейность имеет вид  $x_1^2 x_2$ .

Добавим, что в случае пространственно-ограниченных источников в уравнениях вида (11.1) появляются и пространственные производные.

Случайные вынуждающие силы вызывают в системе флуктуации. За счет нелинейности системы происходит перекачка энергии от одних мод к другим и усиление последних. В результате этого возникают упорядоченные, или когерентные, структуры. Примеры таких структур описаны в работах [41, 42].

В [41] теоретически показано и экспериментально подтверждено, что в магнито-возмущенной полярной ионосфере возникают упорядоченные волновые структуры с длиной волны  $\lambda \sim 100$  км. Их порождают потоковые и токовые неустойчивости, возникающие в высокоширотной ионосфере во время геокосмических бурь.

В работе [42] описаны обнаруженные квазипериодические когерентные структуры во временных вариациях амплитуд обратно-рассеянных радиосигналов (рис. 11.2). Основные параметры возмущающей радиосистемы (вблизи г. Нижний Новгород): частота  $f_1 = 5$  МГц, эффективная мощность  $P_1 G_1 \approx 200$  МВт, длительность излучения  $\tau_1 = 7$  мин, период цикла  $T_1 = 15$  мин. Параметры радара частичных отражений (вблизи г. Харьков): импульсная мощность  $P_2 G_2 = 10$  МВт, частота  $f_2 = 2,2$  МГц, длительность импульса  $\tau_2 = 25$  мкс, период  $T_2 = 1$  с. Зондирующая волна линейно поляризованная. Обе системы излучали вертикально вверх. Значения амплитуд приведены в относительных единицах. Величина квазипериода уменьшалась от 15 до 7 с, продолжительность цугов колебаний была 1,5 – 2 мин, общая продолжительность существования структур составила около 1,5 ч. Упорядоченные образования наблюдались в диапазоне высот 80 – 90 км, причем когерентность лучше выражена для обыкновенной компоненты сигнала. В этот же период времени имело место усиление в 1,5 – 2 раза уровня флуктуаций геомагнитного поля в диапазоне периодов 3 –

600 с. Геомагнитная активность была повышенной (индекс  $A_k \approx 50 - 60$ ). По-видимому, наблюдаемые когерентные структуры были вызваны пульсирующими потоками электронов из радиационного пояса с энергиями 40 – 100 кэВ, т. е. явились следствием ионосферно-магнитосферного взаимодействия.

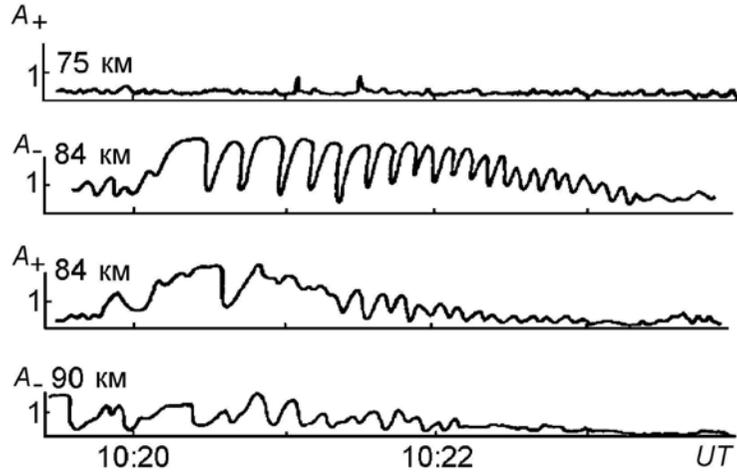


Рис. 11.2. Временные вариации амплитуд частично отраженных (обратно рассеянных неоднородностями нижней ионосферы) обыкновенной (знак +) и необыкновенной (знак –) компонент сигнала 23 января 1984 г., сопровождавшие возмущение ионосферы мощным радиоизлучением

Рассмотренные выше примеры в основном относятся к самоорганизации, обусловленной переходом к порядку через флуктуации [29 – 32]. Кроме того, самоорганизация может быть связана с уменьшением числа степеней свободы. Это оказывается возможным благодаря точной компенсации одних процессов другими. Так, в результате компенсации нелинейного укручения профиля волны процессом диссипации импульса (вязкостью среды) возникают стационарные образования – ударные волны.

## 11.2. Ударные волны

В простейшем случае они описываются классическим уравнением Бюргера [43, 44]:

$$v_t + vv_x = \nu v_{xx}, \quad (11.2)$$

где  $v$  – искомая функция,  $v_t = \partial v / \partial t$ ,  $v_x = \partial v / \partial x$ ,  $\nu$  – коэффициент вязкости. В общем случае  $v = v(x, t)$ , здесь  $x$  – координата,  $t$  – время. Для стационарного образования  $v = v(x - ut)$ , где  $u$  – скорость волнового процесса. При  $|vv_x| = |\nu v_{xx}|$  ширина фронта ударной волны  $\xi_0 = \nu_m / u$ , где  $\nu_m = \max \nu$ .

## 11.3. Нелинейные волны

Приведем пример генерации и распространения нелинейных волн концентрации электронов  $N$  в высокоширотной E-области ионосферы. Как известно, на высотах области E ионосферы при скорости движения электронов, превышающей скорость звука, возбуждается двухпотоковая неустойчивость. Это приводит к усилению неоднородностей  $N$  и к их движению со скоростью  $u$  в направлении, перпендикулярном вектору геомагнитного поля  $\mathbf{B}$  [45, 46]. Для условий в E-области ионосферы можно получить следующее эволюционное нелинейное уравнение:

$$v_t + v_e e^{-v} v_x = D_0 \left( v_{xx} - \frac{1}{c_{si}^2} v_{tt} \right), \quad (11.3)$$

где  $v = \ln(N/N_0)$ ,  $D_0 = c_{si}^2 v_e / \omega_B \omega_{Bi}$ ,  $c_{si} = (k(T_e + T_i) / m_i)^{1/2}$  – скорость ионного звука,  $T_e$  и  $T_i$  – температуры электронов и ионов,  $k$  – постоянная Больцмана,  $v_e$  – частота соударений электронов,  $\omega_B$  и  $\omega_{Bi}$  – циклическая гирочастота электронов и ионов,  $v_e$  – скорость дрейфа электронов относительно ионов. В случае стационарной волны  $v(x, t) = v(x - ut)$  при  $v(-\infty) = v_0$  и  $v(+\infty) = 0$  для ее скорости имеем выражение:

$$u = v_e \frac{1 - e^{-v_0}}{v_0}.$$

При  $v_0 \approx 2$  или  $\Delta N \approx 6N_0$  и  $v_e \approx 1000$  м/с имеем  $u \approx v_e/2 \approx 500$  м/с. Важно, что  $u$  лишь незначительно превышает скорость  $c_{si} \approx 400$  м/с. Для линейных же волн  $v_0 \ll 1$  и  $u \approx v_e$ . В экспериментах найдено, что  $u \approx c_{si}$  [47]. Это означает, что волны были действительно нелинейными.

Если учесть нелинейность в первом приближении (т. е. заменить  $e^{-v}$  на  $1 - v$ ), решение уравнения (11.3) примет вид

$$\frac{N}{N_0} = \left( \frac{N}{N_0} \right)_0^{(1 + \exp(\xi/\xi_0))^{-1}},$$

где  $\xi_0 = 2D_0(u^2/c_{si}^2 - 1)/v_0v_e$ ,  $u = v_e(1 - v_0/2)$ .

На рис. 11.3 показан пример волновых возмущений в ионосфере на высотах 150 – 250 км с пилообразным профилем, зарегистрированных методом вертикального доплеровского зондирования. Одной из причин образования такого профиля является нелинейность волны. Зависимость скорости распространения волны от ее амплитуды приводит к тому, что вершина профиля обгоняет основание или в других случаях отстает от него. В данном эксперименте амплитуде доплеровского смещения частоты, равного 1 Гц на частоте радиоволны 3,5 МГц, при периоде волнового возмущения 15 мин соответствует относительное возмущение концентрации электронов около 50 %. Естественно, что такое волновое возмущение относится к нелинейным. Параметры доплеровского радара: импульсная мощность  $P_2G_2 = 1$  кВт, частота  $f_2 = 3,5$  МГц, длительность импульса  $\tau_2 = 1$  мс, период  $T_2 = 0,01$  с. Волна линейно поляризованная. Измерения проведены 15 ноября 2000 г.

Другой пример нелинейной волны возмущений электронной концентрации в ионосфере на высотах 243 – 262 км с пилообразным профилем показан на рис. 11.4. Относительная амплитуда возмущения электронной концентрации в волне со-

ставляла 20 – 30 %. Измерения выполнены при помощи метода некогерентного рассеяния.

Общим вопросам теории нелинейных волн посвящен ряд монографий (см., например, [43, 44, 48]).

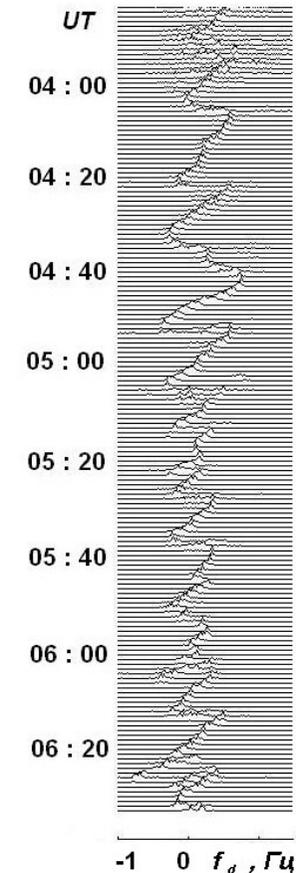


Рис. 11.3. Временные вариации доплеровского смещения частоты, обусловленные распространением нелинейной волны электронной концентрации

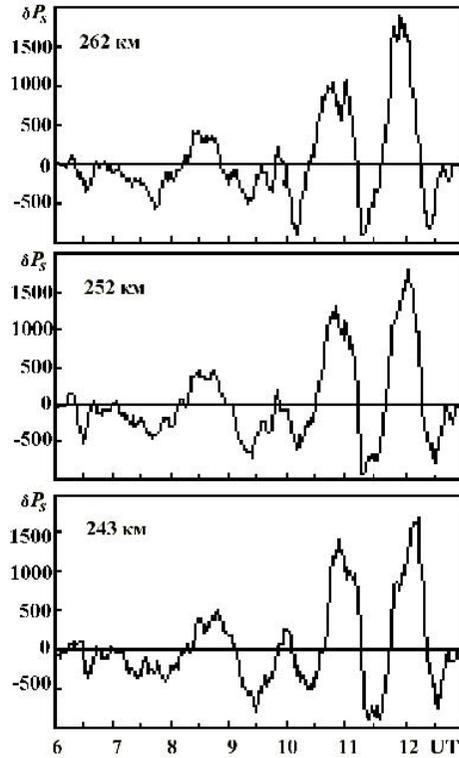


Рис. 11.4. Нелинейные волны, сопровождавшие геокосмическую бурю 25 сентября 1998 г. [134, 146]. Флуктуации некогерентно рассеянной мощности  $\delta P_s$  приведены в относительных единицах

#### 11.4. Солитоны

В результате точной компенсации нелинейного укручения профиля волны дисперсионным расплыванием возникает стационарное образование в виде классического солитона [40, 43, 44]. На воде его примером является цунами. Такой солитон, возможно, зарегистрирован и в атмосфере [49]. Он генерируется при мощном энерговыделении в атмосфере, в частности, при воздействии потоков корпускул и плазмы солнечного вет-

ра на геокосмосферу. В этом случае практически одномерный пакет внутренних гравитационных волн (ВГВ-солитон) приближенно описывается уравнением

$$v_t + c_s v_x + \alpha v v_x + \beta v_{xxx} = 0, \quad (11.4)$$

где  $\alpha = 2(\gamma_a^2 - \gamma_a + 1)/\gamma_a^2$ ,  $\beta = 24H^2 c_s (\gamma_a - 1)^{1/2}/\gamma_a$ ,  $\gamma_a = 1,4$  – отношение удельных теплоемкостей воздуха,  $H$  – приведенная высота нейтральной атмосферы,  $c_s$  – скорость звука в атмосфере. Решение уравнения (11.4) имеет вид

$$v(x - ut) = c_s a_s e^{(z-z_0)/2H} \operatorname{ch}^{-2}((x - ut)/\xi_0),$$

где  $a_s$  – относительная амплитуда солитона на высоте его генерации  $z_0$ ,  $\xi_0 = 2(\beta/u)^{1/2}$ ,  $u = (1/3)c_s \alpha a_s \exp((z - z_0)/2H)$ . Солитон перемещается от места генерации в горизонтальном направлении со скоростью

$$u_s = c_s + u = c_s \left( 1 + \frac{\alpha}{3} a_s e^{(z-z_0)/H} \right).$$

С ростом высоты его скорость и амплитуда растут, а ширина – убывает. Это связано с сохранением плотности кинетической энергии:

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \text{const},$$

где  $\rho = \rho(z_0) \exp(-(z-z_0)/H)$  – плотность газа. При этом

$$v(z) = v(z_0) e^{(z-z_0)/2H}.$$

Такое поведение стационарной волны, по-видимому, подтверждается наблюдениями [49]. Впрочем, автор работы [50] считает, что модель классического солитона в условиях опыта [49] не могла реализоваться.

В работе [51] описаны результаты наблюдения уединенной ВГВ в атмосфере Земли во время сильнейшей магнитной бури. Волна двигалась с высоких широт в юго-западном направлении со скоростью около 1,4 км/с. При этом  $u_s > c_s \approx 0,6 - 0,8$  км/с. Эффективная длительность процесса составляла 40 мин,

относительная амплитуда возмущений полного электронного содержания с увеличением расстояния убывала от 50 до 5 %.

Системе ЗАИМ больше свойственны не классические солитоны, а диссипативные солитоны. Они возникают в открытых системах и являются результатом диссипации (энергии, вещества и т. д.). Приток энергии в систему связан либо с внешним источником (солнечный ветер, атмосферный ветер, взрывы вулканов, землетрясения, старты мощных ракет, молнии и т. д.), либо с производством энергии в системе (конденсация влаги, химические реакции и т. п.). Простейшее уравнение, описывающее диссипативный солитон, имеет вид:

$$v_t + v_0 v_x = v v_{xx} + \alpha_s v^2 - \beta_s v, \quad v_0, \alpha_s, \beta_s > 0, \quad (11.5)$$

где  $v_0$ ,  $\alpha_s$  и  $\beta_s$  – размерные коэффициенты. Амплитуда  $v_m$  солитона определяется балансом скоростей притока и оттока (диссипации) энергии. При этом

$$v(\xi) = v_m \operatorname{ch}^{-2}(\xi/\xi_0),$$

где  $v_m = 3\beta_s/2\alpha_s$ ,  $u_s \approx v_0$ ,  $\xi_0 = 2(v/\beta_s)^{1/2}$ .

Добавим, что соотношение (11.4) именуется уравнением Кортевега–де Вриза (КдВ) [40]. Комбинация уравнений Бюргера (11.2) и КдВ (11.4) называется уравнением БКдВ [22]:

$$v_t + c_s v_x + \alpha v v_x + \beta v_{xxx} = v v_{xx}.$$

Оно описывает, в частности, профиль реальной (с дисперсией) ударной волны.

Примером процессов самоорганизации в электродинамике приземной атмосферы ( $z \leq 10 - 15$  км) являются результаты исследований [52]. Авторами этой работы развита нелинейная модель, описывающая упорядоченные структуры электрического поля и заряда в атмосфере. В частности, ими получено модифицированное уравнение Бюргера для нахождения нестационарных волновых возмущений заряда конечной амплитуды.

## 11.5. Нелинейные структуры

Нелинейные структуры во всех подсистемах ЗАИМ в последнее время стали объектом пристального исследования. Так, в книге [53] описаны результаты поиска магнитогидродинамических (МГД) солитонов в магнитосфере и околоземной плазме. Определенное внимание также уделено изучению собственно солитонов, солитонов огибающей, ударных волн с осциллирующей структурой фронта и модуляционных эффектов. На последних остановимся несколько подробнее, так как они имеют непосредственное отношение к взаимодействию ионосферы с магнитосферой. Дело в том, что МГД-волны с периодами 10 – 100 с модулируют параметры ионосферы, вызывая пульсирующие потоки энергичных частиц и пульсирующие полярные сияния, а также генерацию инфразвука с давлением на поверхности Земли  $\Delta p(0) \approx 0,1 - 1$  Па и  $\Delta p(0)/p_0(0) \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ . При этом в F-области ионосферы  $\Delta p/p_0 \approx 0,1 - 1$ . По-видимому, пульсирующими потоками электронов вызваны обнаруженные нами и кратко описанные выше когерентные структуры в верхней части D-области ионосферы (см. также [42]).

В работах [36, 37] дан обзор результатов исследований процессов самоорганизации и нелинейных структур в атмосфере, ионосфере и магнитосфере Земли, проанализированы основные механизмы образования нелинейных вихревых структур в этих оболочках, а также проведено сравнение предсказаний теории с данными наблюдений.

Упомянутые работы основывались на уравнении Кадомцева–Петвиашвили, которое, как известно, описывает двумерный солитон [40, 53]:

$$(v_t + v v_x + \beta v_{xxx})_x = \alpha v_{yy},$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – некоторые константы. К двумерным солитонам относятся вихри в атмосферах планет (циклон, Большое Красное Пятно в атмосфере Юпитера, плазменные вихри и др.).

Нелинейные механизмы образования упорядоченных структур в атмосферах планет при значительных энерговыделениях в них обсуждаются в работе [54]. Для этого использовались методы нелинейной динамики плазмы в магнитном поле. Авторами [54] предложен механизм возникновения вихревой структуры, получены оценки пороговой энергии, при которой крупномасштабные вихри становятся долгоживущими.

Особый интерес для системы ЗАИМ в целом представляют ситуации, когда нелинейные структуры в рассматриваемой подсистеме возникают за счет притока энергии из другой подсистемы. Примером такой самоорганизации может служить образование акустико-гравитационных вихрей (уединенных волн) в ионосфере на высотах  $z_0 \approx 110$  км в процессе подготовки землетрясения (ЗТ) или после него [38]. Механизм их генерации заключается в следующем.

В результате тектонических процессов возникают сейсмические волны, которые на границе раздела тектоносфера–атмосфера генерируют АГВ, распространяющиеся с малым затуханием практически вертикально вверх до высоты  $z_0$ . Здесь АГВ становятся конвективно неустойчивыми. Распад АГВ завершается генерацией сильно локализованных акустико-гравитационных вихрей. Их размер  $l_r$  не превышает приведенной высоты атмосферы  $H$ , а скорость –  $c_r \leq H\omega_{BV}$ , где

$$\omega_{BV} = \sqrt{\frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a} \frac{g}{H}}$$

есть частота Брента–Вяйсяля,  $g$  – ускорение свободного падения. При  $H \approx 10$  км имеем  $c_{r\max} \approx 170$  м/с. Интересно, что движение акустико-гравитационных вихрей в горизонтальном направлении сопровождается генерацией возмущений магнитного поля:

$$\Delta B \approx \mu_0 e N v_w l_r,$$

где  $e$  – заряд электрона,  $v_w$  – скорость ветра. При  $N = 10^{11}$  м<sup>-3</sup>,  $v_w \approx 100$  м/с,  $l_r \approx 10$  км получим  $\Delta B(z_0) \approx 20$  нТл. На уровне Земли в приближении магнитостатики

$$\Delta B(0) = \Delta B(z_0) (l_r / z_0)^3.$$

Численные оценки дают  $\Delta B(0) \approx 20$  пТл. Такие небольшие значения  $\Delta B(0)$  затрудняют наблюдение вариаций магнитного поля, вызванных прохождением акустико-гравитационных вихрей, но, тем не менее, доступны для регистрации современными магнитометрами.

## 11.6. Автоволны

К нелинейным структурам в открытых системах относятся так называемые автоволны [33]. Автоволновые процессы в грозном облаке описаны в работе [55]. Следует ожидать проявления автоволновых режимов и в других подсистемах системы ЗАИМ, которые также являются открытыми нелинейными подсистемами с распределенными источниками энергии, вещества и излучения.

Добавим, что в системах с самоорганизацией могут возникать процессы как спонтанные, так и стимулированные. Существует зависимость величины внешнего воздействия от внутреннего состояния системы. Иначе говоря, для системы, находящейся в метастабильном состоянии, достаточно лишь незначительного по величине воздействия. Например, так осуществляется переход от подготовительной к взрывной фазе суббури в магнитосфере [56].

Таким образом, процессы самоорганизации играют важную роль во всех подсистемах, входящих в систему ЗАИМ. Есть основания считать, что и система в целом является самоорганизующейся. Основными функциями при описании таких систем являются энтропия и негэнтропия. Приток негэнтропии обеспечивает протекание всех физических и химических процессов в открытой системе, а также ее функционирование и

самоорганизацию. Полное описание такой системы предполагает задание уравнений баланса энергии, массы, импульса, заряда и энтропии.

## Глава 12

### ТРИГГЕРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ В СИСТЕМЕ

Триггерный, или спусковой, механизм высвобождения энергии, запасенной в одной подсистеме, при воздействии на нее другой подсистемы является примером свойства эмергентности. Важно, что взаимодействие между подсистемами может быть не энергетическим, а управляющим. В этом случае слабое по энергетике взаимодействие приводит к более энергичным процессам.

Для описания таких процессов удобно ввести коэффициент триггерности, который по своему смыслу равен коэффициенту усиления энергии [8]:

$$K_{tr} = \frac{E}{E_0},$$

где  $E_0$  – энергия первичного, или стимулирующего, процесса,  $E$  – энергия вторичного, или стимулированного, процесса. Для теории, а еще больше для практики интересны ситуации, когда  $K_{tr} > 1$ .

Данный коэффициент является лишь энергетической характеристикой, оценивающей сверху величину коэффициента усиления энергии. Его введение не преследует цель как можно полнее отобразить внутренние свойства подсистем и конкретные физические процессы, составляющие собственно триггерный механизм в подсистемах. Возможность “срабатывания” этих процессов и конкретное значение коэффициента триггерности зависят от сложившихся условий в подсистемах и специфики взаимодействий между ними.

Рассмотрим несколько примеров.

#### 12.1. Высыпание энергичных частиц из магнитосферы

Захват альвеновских и свистовых волн (далее волн или излучений) в магнитную силовую трубку, заполненную энергичными частицами, может приводить к возбуждению циклотронной неустойчивости и стимуляции высыпания заряженных частиц из геомагнитной ловушки [22]. Соответствующая совокупность уравнений (отметим – нелинейных), дополненная источником мощности ОНЧ-излучений  $I_w$ , подобна системе из [22]:

$$\frac{dw}{dt} = I_w + \Gamma n w - v_w w, \quad (12.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = I_n - \gamma n w, \quad (12.2)$$

где  $I_n$  – источник энергичных электронов,  $v_w^{-1}$  – время становления плотности энергии волн  $w$ ,  $n$  – число энергичных частиц в магнитной силовой трубке, содержащей источник ОНЧ-волн,  $\Gamma \approx 2,5 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с и  $\gamma \approx 10^{12}$  м<sup>3</sup>/(Дж·с) – коэффициенты связи (для геомагнитной оболочки  $L \approx 2$ ).

Для расчета  $\Gamma$ ,  $v_w$  и  $\gamma$  при других значениях  $L$  необходимо иметь в виду, что [22]

$$\Gamma = \frac{\omega_B}{Nlb}, \quad v = 2 \frac{|\ln R_p|}{T_g}, \quad \gamma = 0,1 \frac{\omega_B}{\epsilon_M}, \quad \epsilon_M = \frac{B^2}{2\mu_0},$$

где  $\omega_B$  – циклическая гирочастота электронов на соответствующей  $L$ -оболочке,  $N$  – концентрация электронов холодной плазмы,  $l$  – длина силовой линии,  $b = L^3(4 - 3/L)^{1/2}$  – пробочное отношение,  $|R_p| \approx 0,3 - 0,5$  – модуль коэффициента отражения волн (по мощности),  $T_g$  – время группового распространения ОНЧ- или альвеновских волн по силовой трубке,  $B$  – значение магнитной индукции для данной  $L$ -оболочки на экваторе,  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Поток частиц в атмосферу через один конец силовой трубки равен

$$\Pi = \frac{1}{2} \gamma n w.$$

Добавим, что для альвеновских волн частота  $f < f_{Bi}$ , а для свистовых  $f < f_B$ , где  $f_{Bi}$  и  $f_B$  – гирочастоты ионов и электронов. Для оболочки  $L \approx 2$  имеем  $f_{Bi} \approx 10^2$  Гц,  $f_B \approx 10^5$  Гц. Источниками альвеновских и свистовых волн являются многие процессы: землетрясения, грозы, ядерные взрывы и др. Посредством этих волн осуществляется взаимодействие подсистем в системе ЗАИМ.

Представим коэффициент триггерности в виде

$$K_{tr} = \frac{|\Delta n| \varepsilon_e}{w L_w},$$

где  $\Delta n = n_0 - n$  – изменение полного числа энергичных частиц в трубке,  $\varepsilon_e$  – энергия этих частиц,  $w$  – плотность энергии волн,  $L_w$  – характерная длина в силовой трубке, занимаемая волнами (при длительности импульса  $\tau$  она равна  $v_g \tau$ , где  $v_g$  – групповая скорость волн, при длительном воздействии  $L_w$  равна длине силовой трубки). Пусть при  $t \leq 0$   $I_n = I_{n0}$ ,  $I_w = I_{w0}$ ,  $n = n_0$  и  $w = w_0$ . Тогда решение системы (12.1), (12.2) имеет вид:

$$w_0 = \frac{I_{w0} + I_{wc}}{v},$$

$$n_0 = \frac{v_w}{\gamma} \frac{I_{n0}}{I_{w0} + I_{wc}},$$

где  $I_{wc} = \Gamma I_{n0} / \gamma$  – критическое значение объемной плотности мощности. При  $I_w \ll I_{wc}$  воздействием на систему можно пренебречь, а при  $I_w > I_{wc}$  оно становится существенным.

Пусть вначале длительность импульса достаточно мала, так что  $\tau \ll \tau_w = v_w^{-1}$ ,  $\tau_n = (\gamma w_\infty)^{-1}$ . При этом

$$\Delta w = (I_w - I_{w0}) \tau = \Delta I_w \tau,$$

$$\Delta n = -n_0 \Delta I_w \tau^2,$$

$$K_{tr} = \frac{\gamma n_0 \varepsilon_e}{v_g} \frac{\Delta I_w}{I_w}.$$

Максимальное значение  $K_{tr}$  достигается при  $I_w \gg I_{w0}$ , т. е.  $\Delta I_w \approx I_w$ :

$$K_{tr \max} = \frac{\gamma n_0 \varepsilon_e}{v_g}.$$

При  $n_0 = v_w / \Gamma \approx 4 \cdot 10^{11}$  м<sup>2</sup>/с ( $I_{w0} \rightarrow 0$ ),  $\varepsilon_e \approx 60$  кэВ  $\approx 10^{-14}$  Дж и  $v_g \approx 3 \cdot 10^7$  м/с имеем  $K_{tr \max} \approx 130$ .

В случае, когда  $\tau \gg \tau_w$ ,  $\tau \ll \tau_n$ , имеем  $w \approx w_\infty$ , где  $w_\infty$  – стационарное значение  $w$ , достигаемое при  $t \rightarrow \infty$ , а  $\Delta n / n_0 \ll 1$ . Тогда

$$\Delta n = n_0 \gamma (w_0 - w_\infty) \tau,$$

$$K_{tr} = \frac{n_0 \gamma (w_\infty - w_0) \varepsilon_e}{I_w L_w}.$$

Для  $w_\infty \gg w_0$  получим

$$K_{tr \max} \approx \frac{n_0 \gamma w_\infty \varepsilon_e}{I_w L_w} = \frac{n_0 \gamma \varepsilon_e \tau}{L_w}.$$

Поскольку  $\tau_w \approx 1$  с,  $\tau_n \approx 10 - 10^3$  с для  $w_\infty \approx 10^{-15} - 10^{-13}$  Дж/м<sup>3</sup>, при  $\tau \approx 10$  с,  $L_w \approx 4 \cdot 10^4$  км имеем  $K_{tr \max} \approx 10^3$ .

В стационарном случае, т. е. при  $\tau \gg \tau_n$ ,  $\tau_w$ , справедливы следующие выражения:

$$w_\infty = \frac{I_w + I_{wc}}{v},$$

$$n_\infty = \frac{v_w}{\gamma} \frac{I_{n0}}{I_w + I_{wc}},$$

$$|\Delta n| = n_0 - n_\infty = n_0 \frac{\Delta I_w}{I_w + I_{wc}},$$

$$K_{tr} = \frac{n_0 \varepsilon_e}{w_\infty L_w} \frac{\Delta I_w}{I_w + I_{wc}}.$$

Отсюда

$$K_{tr\max} \approx \frac{n_0 \varepsilon_e}{\omega_\infty L_w}.$$

При тех же значениях  $n_0$ ,  $\omega_\infty$  и  $L_w$  получим  $K_{tr\max} \approx 10^3 - 10^5$ .

Приведенные оценки свидетельствуют о том, что захват в силовую трубку энергии свистовых волн и последующее развитие циклотронной неустойчивости приводит к стимуляции высыпаний из радиационного пояса энергичных частиц, энергия которых в  $10^2 - 10^5$  раз превышает энергию первичного возмущения. Энергия свистовых волн, сопровождающих сильнейшую молнию, составляет величину  $\sim 10^6$  Дж, а  $\tau \sim 1$  с [57]. При этом мощность волн  $\sim 10^6$  Вт,  $I_w \approx 3 \cdot 10^{-13}$  Вт/м<sup>3</sup>. Величина же  $I_{wc} \approx 2,5 \cdot 10^{-15} - 2,5 \cdot 10^{-13}$  Вт/м<sup>3</sup> при потоке частиц от внешнего источника (солнечного ветра)  $I_{n0} \approx 10^9 - 10^{11}$  м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

Высыпание энергичных частиц из радиационных поясов – одно из проявлений взаимодействия подсистем в системе ЗАИМ. В целом взаимодействие ионосферы с магнитосферой изучается давно и успешно (см., например, [58]).

## 12.2. Солнечно-погодные связи

Спусковые механизмы играют особую роль в объяснении солнечно-погодных связей, точнее, отклика метеопараметров на изменение солнечной активности. Дело в том, что относительное изменение  $k_s$  солнечной постоянной столь незначительно ( $\sim 0,0015$ ), что оно не может напрямую повлиять на мощные тропосферные процессы, ответственные за вариации погоды. С другой стороны, факт наличия упомянутого отклика, само существование которого многие годы было проблематичным, в настоящее время не вызывает сомнения [14].

На сегодняшний день предложено несколько спусковых механизмов, способных объяснить наличие солнечно-погодной связи, – динамический, оптический и электрический [14]. Первый связан с перераспределением энергии планетарных волн при вариации степени нагрева стратосферы и изме-

нении силы ветров в ней, второй – с изменением прозрачности атмосферы, а третий – с изменением степени ионизации в тропосфере и процессов в глобальной электрической цепи [59 – 62]. Последние два механизма рассмотрим несколько подробнее.

*Оптический механизм.* Уменьшение прозрачности атмосферы возникает под действием галактических и солнечных космических лучей (СКЛ), а также рентгеновского излучения Солнца [60]. И лучи, и излучение, проникая глубоко в атмосферу, способствуют образованию ядер конденсации – аэрозолей – и изменяют концентрации малых примесей (особенно NO<sub>2</sub>). Увеличение концентрации NO<sub>2</sub> приводит к широкополосному поглощению солнечного излучения, а значит, к уменьшению прозрачности атмосферы. В сложном комплексе процессов главную роль, по-видимому, играют вариации интенсивности СКЛ, плотность потока энергии которых велика (см. табл. 10.1), и рассеяние солнечного света аэрозолями.

Выполним энергетические оценки.

При склонении Солнца, равном 0°, плотность потока энергии солнечного излучения

$$P_p = \frac{P_s}{\pi} \cos \varphi,$$

где  $P_s \approx 1,4 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup> – солнечная постоянная,  $\varphi$  – географическая широта.

Уменьшение прозрачности атмосферы имеет место в диапазоне широт 55 – 75° (средняя широта  $\bar{\varphi} = 65^\circ$ ). Площадь этого участка земной поверхности

$$S = 2\pi R_E \Delta l \cos \bar{\varphi},$$

где  $R_E$  – радиус Земли,  $\Delta l \approx 2200$  км – длина участка дуги меридиана в диапазоне широт  $\varphi = 55 - 75^\circ$ . При этом мощность солнечного излучения, падающая на поверхность площадью  $S$ , равна

$$P = \frac{\Pi_s \cos \bar{\varphi}}{\pi} S = 2\Pi_s R_E \Delta l \cos^2 \bar{\varphi}.$$

Пусть доля мощности  $P_{at}$ , поглощаемой в нижней атмосфере, равна  $\eta_1$  (обычно  $\eta_1 \approx 0,4$  [60]). Тогда

$$P_{at} = \eta_1 P.$$

Оценим далее относительную долю мощности  $\eta_2$ , связанную с ослаблением солнечного света аэрозолями. В невозмущенных условиях рассеяние на аэрозолях приводит к значению мощности на уровне Земли

$$P = P_0 e^{-\gamma_0 s},$$

где  $P_0$  – значение мощности в отсутствие аэрозолей,  $\gamma_0 = \alpha \rho_{a0} s$ ,  $\alpha \approx 3 \cdot 10^2$  м<sup>2</sup>/кг,  $\rho_{a0}$  – объемная плотность аэрозолей,  $s$  – путь, проходимый солнечными лучами в слое атмосферы с аэрозолями. Обычно  $\rho_{a0} \approx 10^{-8}$  кг/м<sup>3</sup> (см. [13]). При  $s = 10$  км имеем  $\gamma_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ .

Усиление солнечной активности приводит к увеличению объемной плотности аэрозолей  $\rho_a$  в 2 – 4 раза [61]. Полагая в среднем  $\rho_a/\rho_{a0} = 3$ , получим  $\gamma \approx 9 \cdot 10^{-2}$ ,  $\eta_2 = \Delta\gamma = \gamma - \gamma_0 = 6 \cdot 10^{-2}$ .

Уменьшение прозрачности нижней атмосферы вызывает падение мощности солнечного излучения у поверхности Земли на величину

$$\Delta P = \eta_2 P_{at} = 2\eta_1 \eta_2 \Pi_s R_E \Delta l \cos^2 \bar{\varphi}.$$

Оценки по этой формуле дают  $\Delta P = 2,6 \cdot 10^{14}$  Вт. Таких вариаций мощности, поступающей в атмосферу, достаточно для изменения зональной циркуляции нижней атмосферы. Действительно, мощность этой циркуляции

$$P_w = \frac{1}{2} \rho_0 v_w^3 S_w = \pi \rho_0 v_w^3 R_E H \cos \bar{\varphi},$$

где  $\rho_0 \approx 1,3$  кг/м<sup>3</sup> – плотность атмосферного газа у поверхности Земли,  $v_w$  – скорость ветра,  $S_w$  – площадь, нормальная к направлению ветра. При  $v_w = 10$  м/с,  $\bar{\varphi} = 65^\circ$ ,  $H \approx 8$  км получим

$P_w \approx 2,1 \cdot 10^{14}$  Вт. Видно, что  $\Delta P$  и  $P_w$  действительно близки между собой.

Оценим  $K_{tr}$ . Если уменьшение прозрачности атмосферы вызвано увеличением потока СКЛ на площади  $S$ ,

$$K_{tr} = \eta_1 \eta_2 \frac{\Pi_s}{\Pi_{scr}} \frac{\Delta t_a}{\Delta t_{scr}} \frac{\cos \bar{\varphi}}{\pi},$$

где  $\Delta t_a$  – продолжительность уменьшения прозрачности атмосферы,  $\Delta t_{scr}$  – продолжительность активности СКЛ,  $\Pi_{scr}$  – плотность потока энергии СКЛ. Полагая  $\Delta t_a = 3$  суток,  $\Delta t_{scr} = 10^2 - 10^5$  с,  $\Pi_{scr} = 2$  Вт/м<sup>2</sup> (см. табл. 10.1), получим  $K_{tr} = 10 - 10^4$ .

Таким образом, имеет место триггерный эффект. Его продолжительность не превышает  $\Delta t_a \approx 3$  суток [54].

Полезно сравнить оцененную выше мощность  $\Delta P$  с изменением мощности солнечного излучения в результате вариаций солнечной постоянной. Их отношение равно

$$K = \frac{\eta_1 \eta_2}{k_s} \frac{\Delta t_a}{\Delta t_s},$$

где  $k_s = 0,0015$  (см. выше),  $\Delta t_s$  – продолжительность солнечной вспышки. Полагая, как и выше,  $\eta_1 = 0,4$ ,  $\eta_2 = 0,06$ ,  $\Delta t_a = 3$  суток,  $\Delta t_s = 300$  с, получим  $K \approx 1,6 \cdot 10^5$ . Такие большие значения  $K$  поясняют, почему солнечные вспышки не могут напрямую отвечать за солнечно-погодные связи.

Следовательно, прозрачность атмосферы изменяется под действием СКЛ, которые проникают в нижнюю атмосферу преимущественно в высоких широтах ( $\varphi = 55 - 75^\circ$ ). Образовавшиеся под действием этих лучей аэрозоли переносятся ветром в более низкие широты. Аэрозоли в тропосфере существуют не более 5 – 10 суток [13]. При скорости ветра 5 – 10 м/с они переносятся на расстояние  $R \approx 2,5 - 10$  тыс. км. С ростом  $R$  их концентрация постепенно убывает, а значит, уменьшается  $\Delta\gamma$  и  $\Delta P$ , что и наблюдается в действительности [62].

*Электрический механизм.* Главная роль в глобальной электрической цепи отводится, по-видимому, грозовым облакам [63]. При рассмотрении данного механизма основным процессом, приводящим к высвобождению накопленной в атмосфере энергии, является конденсация водяных паров на заряженных ядрах в грозовых облаках. Коэффициент триггерности при этом равен

$$K_{tr} = \frac{E_{cl}}{\varepsilon_i} = \frac{q_c m_1}{\varepsilon_i} = \frac{q_c \rho V_1}{\varepsilon_i},$$

где  $E_{cl}$  – выделенная при конденсации пара скрытая энергия одного ядра массой  $m_1$  и объемом  $V_1$ ,  $\rho \approx 10^3 \text{ кг/м}^3$  – плотность воды,  $\varepsilon_i \approx 10 - 15 \text{ эВ}$  – потенциал ионизации молекул воздуха,  $q_c \approx 2,6 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$  – удельная теплота парообразования. При  $\varepsilon_i \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$ , радиусе капли 2 мкм имеем  $m_1 \approx 4 \cdot 10^{-15} \text{ кг}$ . Тогда  $K_{tr} \approx 5 \cdot 10^9$ .

Триггерный механизм, способствующий вариациям атмосферного электричества в результате изменений интенсивности потоков солнечных и космических лучей, обсуждается также в книге [64].

### 12.3. Ионосфера – триггер магнитосферных возмущений

В работе [65] высказана гипотеза, согласно которой пространственно-неоднородный поток плазмы из ионосферы в магнитосферу и возникновение на экваторе магнитосферы плазменных облаков может вызывать стимулированные процессы пересоединения в плазменном слое и авроральные возмущения. Важно, что затравочные потоки плазмы можно создавать искусственным путем, например, инжектируя пучки ионов. В естественных условиях потоки плазмы возникают в результате процессов в тектоносфере, приземной и верхней атмосфере, в результате магнитосферно-ионосферного взаимодействия и т. п.

### 12.4. Триггерные эффекты приливов

Приливы на Земле, вызванные Луной и Солнцем, по-видимому, могут оказывать влияние на сейсмическую деятельность планеты [66]. Приливные напряжения не превышают  $\sigma \approx 3 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$ . В то же время при землетрясениях (ЗТ) напряжения достигают  $\sigma_q \approx 3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7 \text{ Н/м}^2$ . Видно, что  $\sigma \ll \sigma_q$ . Важно, однако, что величина  $d\sigma/dt \approx 1 \text{ Н/(м}^2 \cdot \text{с)}$ , а  $d\sigma_q/dt \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ Н/(м}^2 \cdot \text{с)}$ . Кроме того,  $\sigma(t)$  изменяется во времени с периодом  $T = 12 \text{ ч}$ . Триггерный эффект проявляется, вероятно, лишь на конечной стадии подготовки ЗТ, когда система находится в метастабильном состоянии. Прилив может двояко влиять на тектонические процессы: непосредственно, модулируя  $\sigma$ , и опосредованно, изменяя давление газа в атмосфере. Скорее всего, имеет место синергетическое воздействие.

Таким образом, триггерные процессы свойственны как подсистемам, так и системе ЗАИМ в целом. Важно, что коэффициент триггерности может быть большим ( $\sim 10 - 10^3$ ) и даже исключительно большим ( $\sim 10^9 - 10^{10}$ ). Существование триггерных эффектов во всех геосферах свидетельствует о принципиальной реализуемости так называемого геофизического оружия (обсуждение этого вопроса выходит за рамки настоящей книги).

## Глава 13

### ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ ЗАИМ

Взаимодействие между подсистемами в системе ЗАИМ имеет место и в “спокойных” условиях, но особенно четко оно проявляется при эпизодических значительных энерговыделениях в одной из подсистем. К таким энерговыделениям отно-

ются сильные землетрясения, извержения мощных вулканов, грозы, мощные атмосферные динамические процессы, солнечный терминатор, затмения Солнца, вспышки на Солнце, магнитные бури и другие высокоэнергичные явления. Исследованию процессов, сопровождающих такие явления, посвящено большое количество работ (см., например, [3, 4, 11, 12, 67 – 70]). Рассмотрим некоторые процессы подробнее.

### 13.1. Землетрясения

Этот источник, по-видимому, был первым из высокоэнергичных источников, заставивших пересмотреть взгляды на роль потоков энергии “снизу”. До этого считалось, что процессы в геокосмосфере определяются лишь потоками энергии “сверху”.

Энергия и мощность сильнейших ЗТ достигает  $\sim 10^{19}$  Дж и  $10^{17}$  Вт соответственно. Эти же величины для акустического (инфразвукового) излучения ЗТ на 3–4 порядка меньше. Весьма значительна и энергетика электромагнитного излучения в очаге ЗТ (табл. 13.1) [19].

Еще в 60-е годы XX в. надежно установлено, что сильные ЗТ оказывают влияние на атмосферу и ионосферу [71 – 74]. Затем было показано, что ЗТ сопровождаются возмущениями магнитосферы, в частности, вариациями геомагнитного поля и высыпанием энергичных частиц из радиационного пояса Земли [75 – 77]. Интересно, что эффекты во всех подсистемах возникают не только после свершившихся ЗТ, но и на стадии их подготовки [4, 78, 79]. Поэтому в конце минувшего века был поставлен вопрос о разработке систем предупреждения ЗТ с использованием комплекса предвестников во всей системе ЗАИМ [80, 81]. Возможность решения сложнейшей проблемы прогнозирования ЗТ представляется реальной, хотя до конца не поняты механизмы генерации предвестников ЗТ в системе ЗАИМ и, особенно, в геокосмосфере. По-видимому, за переда-

чу возмущений из тектоносферы во внешние геосферы ответственны квазистатические электрические и магнитные поля, электромагнитные волны в достаточно широком диапазоне частот (табл. 13.1), а также акустико-гравитационные волны. В работе [82] разработана электродинамическая модель ионосферных предвестников ЗТ, хорошо объясняющая почти весь комплекс наблюдаемых явлений.

Размер очага ЗТ редко превышает 100 – 1000 км (или  $1 - 10^\circ$ ). В то же время размер возмущенной зоны в геокосмосфере, как показали наблюдения на спутниках, имеет три характерных масштаба [80].

Первая зона по широте простирается на  $\pm 300$  км ( $\pm 3^\circ$ ) от очага. Здесь отмечается усиление атмосферной эмиссии на длинах волн 557,7 и 630 нм и вариации уровня излучения на частотах  $\sim 10 - 10^2$  Гц.

Размер второй зоны по широте достигает  $\pm 600 - 700$  км ( $\pm 6^\circ$ ) относительно очага. В этой зоне фиксируются электромагнитные излучения в диапазоне 1 – 10 Гц, плазменные неоднородности, геомагнитные пульсации и квазистатические электрические поля.

Таблица 13.1

**Энергетические характеристики полей сейсмического происхождения (энергия землетрясения –  $10^{19}$  Дж)**

Поле	$E$ , Дж	$P$ , Вт	$t$ , с	Примечание
Электромагнитное $f \leq 10$ Гц $f = 10^3 - 10^4$ Гц $f = 10^5 - 10^6$ Гц	$10^{10} - 10^{11}$	$10^8$	$10^2 - 10^3$	Достигает ионосферы и магнитосферы
	$10^{13} - 10^{14}$	$10^{11}$	$10^2 - 10^3$	То же
	$10^{15} - 10^{16}$	$10^{13}$	$10^2 - 10^3$	Сильно ослабляется в литосфере
Электрическое	$10^9$	$10^4 - 10^6$	$10^3 - 10^5$	Достигает ионосферы
Магнитное	$10^{10}$	$10^8$	$10^2$	То же
Инфразвуковое	$10^{15} - 10^{16}$	$10^{13} - 10^{14}$	$10^2$	Достигает высот $\sim 300$ км

Третья зона по широте удалена на  $\pm 3000$  км ( $\pm 30^\circ$ ) от границы очага. Здесь наблюдаются вариации высотного профиля  $N$ , изменения ионного состава, высыпание энергичных электронов из радиационного пояса и всплески ОНЧ-излучения.

По долготе размер возмущенной ЗТ зоны в 2 – 3 раза протяженнее, чем по широте.

В целом с ростом высоты размер этой зоны увеличивается и принимает форму сплюсненной по широте “воронки” (см. также [4]).

Возмущения от ЗТ распространяются также в горизонтальном направлении. Наиболее понятным механизмом переноса возмущений являются АГВ и сейсмические волны. Скорость последних изменяется от 3 – 4 до 6 – 8 км/с [83]. Менее изучена роль медленных магнитогиродинамических (МГД) и гиротропных волн [84]. Перечень типов волн и их основных характеристик будет приведен ниже.

Благодаря слабозатухающим волновым процессам возмущения от ЗТ могут стать не только крупномасштабными (характерный размер  $L_c \sim 1000$  км), но и глобальными, когда  $L_c \sim 10000$  км.

Проведенные нами радиофизические исследования эффектов, сопровождавших ЗТ, кратко описаны в [15 – 18, 85]. Ретроспективный анализ выполнен примерно для сотни ЗТ с магнитудой 6 – 9, имевших место в 1980 – 1990-е гг. Подтверждено, что ЗТ вызывали возмущения во всех областях ионосферы и носили крупномасштабный и даже глобальный характер. Наблюдались как аperiодические, так и квазипериодические процессы. В D-области ионосферы величина квазипериода  $T$  составляла 2 – 3, 5 – 6 мин, в E и F-областях  $\sim 5$  – 10 и 10 – 60 мин соответственно. Продолжительность реакции в среднем порядка 10, 10 – 20 и 20 – 60 мин соответственно.

На расстояниях  $R \leq 2000$  – 3000 км от эпицентра кажущиеся скорости  $v$  волновых процессов составляли 0,3 – 0,7 км/с (для нижней и средней ионосферы), 1 – 2 и 3 – 4 для E и F-

областей. Реже регистрировались процессы с  $v \approx 5$  – 6 и 8 – 10 км/с. Неуверенно наблюдались эффекты, которым соответствовало значение  $v \sim 10$  – 100 км/с.

Важно, что наряду с регулярными вариациями характеристик радиосигналов имели место их флуктуации. Это означает, что ЗТ вызывают как регулярные, так и случайные изменения параметров ионосферной плазмы.

Наблюдались также вариации статистических характеристик радишумов в диапазоне частот  $\sim 1$  кГц – 1 ГГц [17, 18].

### 13.2. Вулканизм

Извержение вулканов (ИВ) относится к одному из высокоэнергичных источников, способных существенно повлиять на систему ЗАИМ. Энерговыведение для сильнейшего ИВ достигает  $E_v \approx 10^{20}$  Дж, а средняя мощность –  $10^{15}$  Вт. Для взрывных вулканов в энергию воздушных волн переходит около 0,01 % от  $E_v$ , т. е.  $10^{16}$  Дж, их мощность составляет  $10^{14}$  –  $10^{15}$  Вт. Энергетика ЗТ, сопровождающего ИВ, примерно такая же.

Эффекты, возникающие при ИВ, по-видимому, отчасти подобны тем, что сопутствуют ЗТ. Однако есть и существенное отличие. ИВ приводит к выбросу большого количества пепла, образованного из вулканических газов и аэрозолей, в том числе и с размерами частиц 0,1 – 1 мкм. Попадая в стратосферу (высоты 20 – 30 км), эти частицы находятся там в течение  $\Delta t \approx 0,5$  – 3 года. Запыленная стратосфера способствует поглощению и рассеянию солнечного света, в результате чего поверхность Земли недополучает определенное количество теплоты  $\Delta Q$ . На Земле наступает “вулканическая” зима. В системе ЗАИМ это явление относится к триггерным. Для оценки  $K_{tr} = \Delta Q/E_{sp}$  вычислим потенциальную энергию стратосферных частиц

$$E_{sp} = M_{sp}gh = k_{sp}Mgh,$$

где  $M$  – полная масса выброшенного при ИВ вещества,  $M_{sp}$  – масса вещества с размерами частиц  $0,1 - 1$  мкм,  $k_{sp} = M_{sp}/M$ ,  $h$  – средняя высота расположения частиц в стратосфере.

Величина

$$\Delta Q = c_p m_a \Delta T_a,$$

где  $c_p \approx 10^3$  Дж/(кг·К) – удельная теплоемкость воздуха,  $m_a$  – масса атмосферы,  $\Delta T_a$  – уменьшение температуры воздуха на Земле и в тропосфере в результате “вулканической” зимы.

Вычислим

$$K_{tr} = \frac{c_p m_a \Delta T_a}{k_{sp} M g h}.$$

Полагая  $\Delta T_a = 10$  К,  $m_a \approx 5 \cdot 10^{18}$  кг,  $k_{sp} = 0,1$ ,  $M = 10^{14}$  кг,  $h \approx 25$  км, получим  $K_{tr} = 10^6$ . Эти данные соответствуют извержению сильнейшего вулкана.

За время  $\Delta t \sim 1$  года вулканические частицы распределяются практически равномерно в стратосфере. Объемная плотность частиц составит

$$\rho_{sp} = \frac{M_{sp}}{V_s} = \frac{M_{sp}}{S_E \Delta z_s},$$

где  $S_E \approx 5 \cdot 10^{14}$  м<sup>2</sup> – площадь поверхности Земли,  $\Delta z_s \approx 10$  км – эффективная толщина стратосферного слоя с аэрозолями,  $V_s$  – его объем.

Ослабление солнечного излучения описывается соотношением:

$$P = P_0 e^{-\gamma_{sp}}, \quad \gamma_{sp} = \alpha \rho_{sp} s,$$

где  $\alpha$  – удельный коэффициент ослабления,  $s$  – длина пути в слое, заполненном аэрозолями. Ослабление становится существенным при  $\gamma_{sp} \approx 0,1$  и определяющим при  $\gamma_{sp} \approx 1$ . Исходя из приведенного соотношения, оценим минимальную массу и объем вещества, выброшенного вулканом в атмосферу. Принимая  $\alpha \approx 10^2 - 10^3$  м<sup>2</sup>/кг,  $s \approx 10$  км, получим  $\rho_{spmin} \approx 10^{-7} - 10^{-6}$  кг/м<sup>3</sup>. При диаметре частицы аэрозоля  $0,3$  мкм ее масса

170

$m_{sp} \approx 10^{-17}$  кг, а концентрация частиц  $N_{sp} = \rho_{spmin}/M_{sp} \approx 10^{10} - 10^{11}$  м<sup>-3</sup>. При  $V_s \approx 5 \cdot 10^{18}$  м<sup>3</sup> масса аэрозолей  $M_{amin} = \rho_{spmin} V_s \approx 5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{12}$  кг.

Масса выброшенного в атмосферу вулканом вещества может быть на порядок больше, т. е. около  $5 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{13}$  кг, а его объем порядка  $2 - 20$  км<sup>3</sup>. Эти параметры соответствуют извержениям сильнейших вулканов. Для примера укажем, что при извержении вулканов Тамбора (1815 г.) и Кракатау (1883 г.) объемы выброшенного в атмосферу пепла и газов составили около  $150$  и  $18$  км<sup>3</sup> [13]. Такие извержения вулканов бывают редко (раз в несколько тысяч лет), подобных вулканов мало (единицы). Всего же на суше немного более  $800$  действующих вулканов [13].

Коэффициент триггерности можно вычислить иным способом, определив его как отношение энергии экранированного аэрозолями солнечного излучения к потенциальной энергии аэрозолей, т. е.

$$K_{tr} = \frac{E_s}{M_{sp} g h} = \frac{(P_0 - P) \Delta t}{M_{sp} g h} = \frac{\Delta \Pi_s S \Delta t}{M_{sp} g h},$$

где  $\Delta \Pi_s$  – изменение потока энергии солнечного излучения,  $S$  – площадь экранируемого участка земной поверхности,  $\Delta t = h/v_{sp}$  – продолжительность экранирования, равная времени оседания аэрозолей,  $v_{sp}$  – скорость оседания аэрозолей.

При  $\gamma_{sp} \ll 1$  имеем

$$P_0 - P \approx P_0 \gamma_{sp} = P_0 \alpha \rho_{sp} s = P_0 \alpha \frac{M_{sp}}{S \Delta z_s} s = P_0 \alpha \frac{M_{sp}}{S \cos \chi}.$$

Здесь  $\chi$  – зенитный угол (подразумевается, что  $\chi \leq 80^\circ$ , при этом слой с аэрозолями может считаться плоским). Поскольку  $\Pi_s = \Pi_s(0) \cos \chi$  (при  $\chi \leq 80^\circ$ ),

$$E_s = P_0 \alpha \frac{M_{sp}}{S \cos \chi} \Delta t = \Pi_s(0) \alpha M_{sp} \Delta t.$$

В этом случае

171

$$K_{tr} = \frac{\Pi_s(0)\alpha\Delta t}{gh} = \frac{\Pi_s(0)\alpha}{gv_{sp}}.$$

Полагая  $\Pi_s(0) = 600 \text{ Вт/м}^2$ ,  $v_{sp} = 10^{-3} \text{ м/с}$  и  $\alpha = 10^2 - 10^3 \text{ м}^2/\text{кг}$ , получим  $K_{tr} = 6 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^7$ . С учетом широтной зависимости и продолжительности светлого времени суток в среднем для всей земной поверхности значение  $K_{tr}$  уменьшится почти на порядок, но будет оставаться очень большим ( $10^6 - 10^7$ ).

Заметим, что последняя формула для  $K_{tr}$  является достаточно универсальной: коэффициент триггерности зависит лишь от скорости оседания аэрозолей, которая определяется только их размерами и для заданного размера аэрозоля остается практически константой.

Таким образом, извержения сильнейших вулканов приводят к существенной и длительной ( $\sim 1$  года) перестройке теплового (и не только теплового) режима в системе ЗАИМ.

### 13.3. Глобальная грозовая активность

Распространение вызванных молниевыми разрядами электромагнитных сигналов в ионосфере и магнитосфере изучается более 70 лет. Но лишь относительно недавно была понята роль этих сигналов во взаимодействии подсистем в системе ЗАИМ.

Одновременно на Земле наблюдается около 2000 гроз и грозных облаков [57, 63]. Средняя продолжительность электрической активности одного облака составляет около 30 мин. На земном шаре за сутки образуется  $\sim 10^5$  грозных облаков, объем каждого из них  $\sim 100 \text{ км}^3$ . При водности облака  $3 \text{ г/м}^3$  его масса составляет около  $3 \cdot 10^8 \text{ кг}$ . Это означает, что при конденсации водяного пара в одном облаке выделяется количество теплоты около  $7 \cdot 10^{14} \text{ Дж}$ , а во всех грозных облаках – около  $7 \cdot 10^{19} \text{ Дж}$ . Им соответствуют мощности порядка  $10^{10}$  и  $10^{15} \text{ Вт}$ . Такой энергетике достаточно для изменения циркуляционных процессов в нижней атмосфере, развития циклонов и

антициклонов, для генерации АГВ, а значит, и для воздействия на подсистемы ЗАИМ.

Кроме такого воздействия, имеет место и электромагнитное воздействие. Энергия и мощность сильнейшей молнии  $\sim 10^{10} \text{ Дж}$  и  $10^{10} \text{ Вт}$ . При их количестве  $\sim 1000$  суммарная энергия и мощность молний  $10^{13} \text{ Дж}$  и  $10^{13} \text{ Вт}$ .

В акустические и электромагнитные волны преобразуется  $\sim 0,1 \%$  и  $0,01 - 0,1 \%$  энергии молнии. Поэтому энергия этих волн, генерированных 1000 молний, составляет около  $E_a \approx 10^{10} \text{ Дж}$  и  $E_{em} \approx 10^9 - 10^{10} \text{ Дж}$ .

Поток энергии и плотность этого потока электромагнитного излучения от сильнейшей молнии на высоте около 100 км составляют  $10^{-5} - 10^{-4} \text{ Дж/м}^2$  и  $10^{-5} - 10^{-4} \text{ Вт/м}^2$ .

Разряд молнии вызывает заметный нагрев электронов (на  $\sim 10 - 100 \%$ ) в D-области ионосферы, существенное увеличение электронной концентрации, свечение газа и другие явления, которые активно изучались в конце XX-го в. Особенно популярными были исследования бьющих вверх молний.

Потоки энергии электромагнитного излучения от грозных разрядов достаточно велики, чтобы перестроить взаимодействие подсистем в системе ЗАИМ, вызвать выпадение частиц из радиационного пояса Земли в атмосферу и последующие вторичные процессы.

### 13.4. Мощные атмосферные процессы

К ним относятся циклоны (антициклоны), струйные течения, ураганы, смерчи и др. Их энергетика – велика [19]. Например, энергия и мощность циклона достигают значений  $10^{19} - 10^{20} \text{ Дж}$  и  $10^{13} - 10^{15} \text{ Вт}$ . Немного уступают по энергетике циклонам ураганы и струйные течения. Смерчи (торнадо) отличаются исключительно высокой концентрацией мощности ( $\sim 100 \text{ Вт/м}^3$ ). Для циклона эта величина на 4 порядка меньше.

Мощные атмосферные процессы сопровождаются генерацией АГВ и, в частности, инфразвука. АГВ, распространяясь не только в горизонтальном направлении, но и вверх, достигают высот  $\sim 200$  и даже  $300$  км. Так осуществляется связь между подсистемами.

Оценим плотность потока акустической энергии от атмосферных процессов. Для примера рассмотрим движение конвективных ячеек и атмосферную турбулентность.

При характерном размере конвективной ячейки  $\sim 10$  км ее объем  $\sim 10^{12}$  м<sup>3</sup>. Если ее скорость подъема  $\sim 10$  м/с, кинетическая энергия ячейки порядка  $10^{14}$  Дж. Время подъема в нижней атмосфере  $\sim 10^3$  с, поэтому мощность процесса  $\sim 10^{11}$  Вт. В акустическую энергию  $E_a$  преобразуется около 0,1 % кинетической энергии ячейки [86], тогда  $E_a \sim 10^{11}$  Дж, а мощность  $P_a \sim 10^8$  Вт. Плотность потока акустической энергии на границе нижней атмосферы  $\sim 1$  Вт/м<sup>2</sup>.

Атмосферная турбулентность также сопровождается генерацией шумового акустического излучения. Теория Лайтхилла дает [86]:

$$P_a = k_a \rho \sigma_v^3 V M^5 / l, \quad (13.1)$$

где  $k_a \approx 100$ ,  $\rho$  – плотность воздуха,  $\sigma_v$  – среднее квадратическое значение турбулентной скорости,  $V$  – объем вихря размером  $l$ ,  $M = \sigma_v / c_s$  – число Маха. Пусть на высоте  $z \approx 10$  км, где  $\rho \approx 0,5$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_s = 300$  м/с, скорость ветра  $v_w \approx 50$  м/с,  $\sigma_v \approx 0,2 v_w \approx 10$  м/с,  $l = 100$  м. Тогда  $P_a \approx 20$  Вт, а плотность потока энергии  $\Pi_a$  у источника  $\sim 10^{-3}$  Вт/м<sup>2</sup>. Заметим, что

$$\Pi_a \approx k_a \rho \sigma_v^3 M^5, \quad (13.2)$$

т. е. не зависит от размеров турбулентных вихрей. И хотя формулы (13.1), (13.2), строго говоря, не применимы к таким вихрям, как циклон или смерч, можно ожидать, что величина  $\Pi_a$  для них существенно больше, чем  $10^{-3}$  Вт/м<sup>2</sup>, так как им свойственна значительно большая скорость (для циклона до 20 м/с, а для смерча до 100 м/с). Для циклона, по-видимому,  $\Pi_a \approx$

$10^{-2} - 10^{-1}$  Вт/м<sup>2</sup>, а  $P_a \approx 10^{10} - 10^{12}$  Вт. Важно, что и частота излучения для него порядка  $c_s/l \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  Гц, а период  $10^3 - 10^4$  с. Такие периоды свойственны АГВ.

Более точные расчеты эффектов, вызванных АГВ, выполнены в [87 – 90] (см. также подраздел 6.5).

АГВ, генерируемые метеопроцессами, распространяются вверх и достигают верхней атмосферы и ионосферы. Так осуществляется “проецирование” этих процессов на процессы в вышележащих подсистемах. Эти вопросы исследуются уже много лет (см., например, [1, 2]). К современным относятся, в частности, работы [89, 90].

Таким образом, мощные атмосферные процессы должны оказывать влияние на взаимодействие подсистем в системе ЗАИМ. Роль тропических циклонов (ТЦ) рассмотрим подробнее.

### 13.5. Тропические циклоны

О влиянии мощных метеопроцессов на верхнюю атмосферу подозревали давно, но лишь в последнее время получены убедительные доказательства этого (см., например, [89, 91, 92]). Обычные (внетропические) циклоны существуют почти всегда. Это означает, что их воздействие на верхнюю атмосферу может быть регулярным. Отличие тропического циклона (ТЦ) от обычного циклона состоит в наличии взаимодействия океана с нижней атмосферой.

В работах [91, 92] представлены результаты спутниковых измерений (высота ИСЗ  $z \approx 950$  км) вариаций квазистационарного электрического поля над районами зарождения и развития ТЦ. Оказалось, что ТЦ приводит к генерации биполярных изменений электрического поля с амплитудой  $10 - 20$  мВ/м. При спутниковых измерениях длительность этого процесса равна около  $2 - 3$  мин. Горизонтальный размер возмущенной области в ионосфере при этом составляет  $1 - 1,5$  тыс. км. Ре-

зультаты работ [91 – 93] позволяют считать, что ТЦ является одним из элементов системы океан–атмосфера–ионосфера–магнитосфера и обеспечивает взаимодействие перечисленных подсистем. Выяснение проявлений ТЦ в верхней атмосфере и геокосмосе позволит продвинуться в понимании фундаментальных процессов в системе. В этом состоит научная значимость исследований ТЦ как элемента указанной системы. Изучение реакции ионосферы и магнитосферы на зарождение и развитие ТЦ имеет также большую практическую значимость. Дело в том, что средний ТЦ обладает кинетической энергией, превышающей энергию сильнейшего землетрясения [19, 94]. ТЦ относится к наиболее разрушительным крупномасштабным атмосферным образованиям на нашей планете. Известны циклоны со скоростью ветра, превышающей 100 м/с, и радиусом вихря, достигающим 750 км. Дефицит давления в центре ТЦ иногда приближался к 150 гПа. Кроме того, в течение последних десятилетий частота генерации таких циклонов непрерывно возрастает [92]. Вместе с этим возрастает опасность, которую несут в себе тропические циклоны для человека. Поэтому актуальной проблемой является создание надежной сети спутникового мониторинга ТЦ. Для ее успешного решения требуется тщательное изучение всей цепочки процессов от зарождения первичного вихря до воздействия ТЦ на параметры атмосферы, ионосферы и магнитосферы, разработка соответствующей модели процессов, а также выполнение оценок сопутствующих эффектов [90].

*Общие сведения о взаимодействиях в подсистеме ОСА.* ТЦ, как и другие метеорологические объекты, формируется в результате взаимодействий составляющих в подсистеме ОСА. Этой подсистеме свойственны процессы самовозбуждения. ТЦ развивается после возникновения начального вихря в атмосфере.

Существует несколько механизмов образования этого вихря: генерация вихря резкой неоднородностью поверхности су-

ши, над которой движется поток воздуха, генерация вихря на метеорологическом фронте или мощными скоплениями кучевых облаков.

Начальный вихрь далее усиливается при набегании менее нагретого воздуха на теплую поверхность океана (температура которой больше критического значения  $t_c \approx 26,5^\circ\text{C}$ ). Океан, точнее его верхние слои толщиной  $h_1 \approx 10 - 100$  м, отдает свое тепло развивающемуся вихрю. Тепло расходуется как на нагрев воздуха, так и на испарение океанской воды и увеличение кинетической энергии вихря. Водяные пары, поднимаясь вверх, конденсируются и отдают тепло воздуху в циклоне. Когда температура воды  $t_1$  станет меньше температуры воздуха, воздух начинает нагревать поверхностный слой океана. Возникает затухающий колебательный процесс, который мы далее будем описывать круговой частотой колебаний  $\omega_1$  и декрементом  $\gamma$ .

Скорость воздуха в ТЦ увеличивается за счет потребления тепла от поверхностного слоя воды в океане, а релаксирует она в результате трения воздуха в вихре о поверхность океана. Важно, что сила трения пропорциональна квадрату скорости ветра в вихре  $v^2$ .

Поверхностный слой воды в океане охлаждается, возникает подъем (апвеллинг) холодной воды из глубин и ее перемешивание с теплой водой у поверхности. Стационарное значение температуры воды  $t_f$  в поверхностном слое определяется балансом тепла солнечного происхождения. В период существования ТЦ обычно  $t_f \approx 27 - 30^\circ\text{C}$ . Добавим, что интенсивность апвеллинга определяется интенсивностью турбулентного трения, которая пропорциональна  $v^2$ .

Таким образом, уравнение баланса тепла в поверхностном слое океана и уравнение баланса кинетической энергии вращательного движения в вихре являются нелинейными. Это означает, что и система ОСА, и процессы в ней будут нелинейными.

*Взаимодействие океана с ТЦ.* Положим, что уравнение баланса температуры поверхностного слоя воды в океане имеет вид, подобный [93]:

$$\frac{dt_1}{dt} = -b_1(t_1 - t_{1m})v_0^2 + \frac{t_f - t_1}{\tau}, \quad (13.3)$$

где  $b_1 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^2 \cdot \text{сут}^{-1}$ ,  $v_0$  – тангенциальная скорость на внутренней границе ТЦ радиусом  $r_0$ ,  $\tau$  – характерное время,  $t_f$  – температура поверхностного слоя воды в океане в сезон существования ТЦ (обычно  $t_f = 28 - 30^\circ\text{C}$ ),  $t_{1m}$  – температура холодных слоев воды (можно полагать  $t_{1m} = 23^\circ\text{C}$ ).

Первое слагаемое в правой части соотношения (13.3) описывает охлаждение слоя воды в океане в результате его взаимодействия с ТЦ. Второе слагаемое – восстановление температуры воды в упомянутом слое после прохождения циклона с характерным временем  $\tau \approx 10$  суток.

Уравнение (13.3) необходимо решать совместно с соотношением для  $v_0$ . Заметим, что ТЦ развивается лишь при  $t_1 > t_c$ , где  $t_c \approx 26,5^\circ\text{C}$  – критическое значение температуры воды. Будем считать, что отбирать тепло у океана циклон продолжает и при  $t_c > t_1 > t_{1m}$ . При этом имеем:

$$\frac{dv_0}{dt} = a_0 \frac{t_1 - t_{1m}}{t_f - t_{1m}} \left( 1 + \frac{\kappa v_1}{v_0} \right) - b_0 v_0^2, \quad (13.4)$$

где  $\kappa \approx 1/12$  [90],  $v_1 \approx 5 - 10$  м/с – скорость поступательного движения ТЦ,  $a_0$  и  $b_0$  – размерные коэффициенты, которые вычисляются теоретически либо определяются из данных наблюдений (можно полагать  $a_0 \approx 45 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{сут}^{-1}$  при  $v_1 = 0$ ,  $b_0 \approx 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1} \cdot \text{с} \cdot \text{сут}^{-1}$  [90]).

Рассмотрим стационарную задачу. Нетрудно показать, что система уравнений (13.3) и (13.4) может описывать нелинейные затухающие колебания температуры поверхностного слоя океана  $t_1$  и тангенциальной скорости ТЦ  $v_0$  вокруг стационарных значений  $t_s$  и  $v_s$ . При других значениях параметров взаи-

модействия подсистем процесс возврата к  $t_s$  и  $v_s$  может быть аperiodическим. Последние находятся из уравнений (13.3) и (13.4) при  $d/dt = 0$ , т.е. из следующей системы:

$$-b_1(t_s - t_{1m})v_s^2 + \frac{t_f - t_s}{\tau} = 0, \quad (13.5)$$

$$a_0 \frac{t_s - t_{1m}}{t_f - t_{1m}} \left( 1 + \frac{\kappa v_1}{v_s} \right) - b_0 v_s^2 = 0. \quad (13.6)$$

Введем следующие обозначения:  $\theta_s = t_s - t_{1m}$ ,  $\theta_f = t_f - t_{1m}$ ,  $v_{c1}^2 = a_0/b_0$ ,  $v_c^2 = (b_1\tau)^{-1}$ ,  $B = \kappa v_1/v_s$  и систему уравнений (13.5) и (13.6) перепишем в виде:

$$\theta_s v_s^2 = v_c^2 (\theta_f - \theta_s), \quad (13.7)$$

$$v_{c1}^2 \frac{\theta_s}{\theta_f} \left( 1 + \frac{\kappa v_1}{v_s} \right) = v_s^2. \quad (13.8)$$

Исключая  $v_s$  из (13.7) и (13.8), получим соотношение для  $y = \theta_f/\theta_s$ :

$$1 + \frac{B_0}{\sqrt{y-1}} = A_0(y-1)y, \quad (13.9)$$

где  $A_0 = v_c^2/v_{c1}^2$ ,  $B_0 = \kappa v_1/v_c$ . Пусть решение уравнения (13.9) есть  $y_0$ . Тогда

$$v_s = v_c \sqrt{y_0 - 1}.$$

В случае неподвижного ТЦ  $v_1 = 0$ , т.е.  $B_0 = 0$ . При этом решение (13.9) принимает вид:

$$\theta_s = \frac{1}{2} \theta_f A_0 \left( \sqrt{1 + 4A_0^{-1}} - 1 \right).$$

Для  $v_s$  получаем

$$v_s = \frac{v_c}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{1 + 4A_0^{-1}} - 1 \right)^{1/2}.$$

В общем случае уравнение (13.9) необходимо решать численными методами.

Исследуем устойчивость стационарного состояния. Полагая в системе уравнений (13.3) и (13.4)  $t_1 - t_{1m} = \theta_s(1 + \delta_\theta)$ ,  $v_0 = v_s(1 + \delta_v)$ , где  $|\delta_\theta|, |\delta_v| \ll 1$ , приходим к следующим линеаризованным соотношениям:

$$\frac{d\delta_v}{dt} = A_1(\delta_\theta - A_2\delta_v), \quad (13.10)$$

$$\frac{d\delta_\theta}{dt} = -B_1(\delta_v + B_2\delta_\theta), \quad (13.11)$$

где  $A_1 = \frac{1}{\tau_s} \left( \frac{v_s}{v_{c1}} \right)^2$ ,  $A_2 = \frac{2+3B}{1+B}$ ,  $B_1 = \frac{2}{\tau} \frac{v_s^2}{v_c^2}$ ,  $B_2 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{v_c^2}{v_s^2} \right)$ ,  $\tau_s =$

$v_s/a_0$  – характерное время становления циклона. Считая в (13.10) и (13.11), что решения пропорциональны  $e^{\lambda t}$ , приходим к характеристическому уравнению второй степени, решение которого имеет вид:

$$\lambda_{1,2} = -\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \gamma_1^2},$$

где

$$\gamma = \frac{1}{2}(A_1A_2 + B_1B_2),$$

$$\gamma_1^2 = A_1A_2 + A_1A_2B_1B_2.$$

С учетом выражений для  $A_1, A_2, B_1$  и  $B_2$  получаем:

$$\tilde{\gamma} \equiv \gamma\tau = \frac{1}{2} \left( \frac{D}{2\mu} \frac{2+3B}{1+B} + \frac{1+B}{D} \right),$$

$$\tilde{\gamma}_1^2 \equiv \gamma_1^2\tau^2 = \frac{2+2,5B-D}{\mu},$$

где  $D = v_s^2/v_{c1}^2$ ,  $\mu = \tau_s/2\tau$ .

Процесс релаксации малых возмущений температуры воды океана и скорости воздуха в циклоне происходит по апериодическому закону, если  $\tilde{\gamma}^2 > \tilde{\gamma}_1^2$ , и по закону затухающих нелинейных колебаний, если  $\tilde{\gamma}^2 < \tilde{\gamma}_1^2$ . Частота возникающих колебаний  $\omega_1 = (\gamma_1^2 - \gamma^2)^{1/2}$ . В последнем случае при  $\gamma_1^2 > 0$  должно

выполняться еще и такое условие:  $D < 2 + 2,5B$ . В частности, при неподвижном циклоне ( $B = 0$ ) имеем  $D < 2$ . Из условия  $\tilde{\gamma}^2 < \tilde{\gamma}_1^2$  для такого циклона получаем  $D < 1$ . Следовательно, при  $v_1 = 0$  затухающие колебания возникают при  $1 > D > 0$ . Например, при  $D = 0,5$  параметр  $\mu$  принимает значения от  $(2 - \sqrt{3})/4 \approx 0,07$  до  $(2 + \sqrt{3})/4 \approx 0,93$ .

*Роль ТЦ во взаимодействиях в системе океан – атмосфера – ионосфера – магнитосфера.* Известно, что циклоническая деятельность и волнение океана способствуют генерации АГВ, которые, достигая верхней атмосферы (высоты 100 – 300 км), нагревают ее. Нагрев сопровождается, в частности, изменением проводимости  $\sigma_i$  ионосферной плазмы на высотах токовой струи ( $\sim 100 - 150$  км). Вариации  $\sigma_i$  вызывают генерацию геомагнитных возмущений, которые распространяются в магнитной оболочке планеты – магнитосфере. Последние приводят к возмущению адиабатических инвариантов частиц, захваченных в геомагнитные ловушки, перераспределению по питч-углам заряженных частиц и высыпанию их определенной доли в верхние слои атмосферы. Возникает взаимодействие океан – циклон – верхняя атмосфера – ионосфера – магнитосфера – верхняя атмосфера. Описанный механизм взаимодействия естественно называть акустико-гравитационным. Его реальность, точнее реальность отдельных звеньев механизма, подтверждается экспериментальными результатами работы [89].

В основе второго механизма взаимодействия подсистем лежат электродинамические процессы. Циклоническая деятельность стимулирует интенсивные испарения океанской воды, ее последующую конденсацию, развитие мощной облачной структуры, возникновение гроз. Разряд молнии вызывает нагрев электронов и увеличение концентрации электронов плазмы нижней ионосферы (высоты 50 – 100 км). Потоки энергии и мощности электромагнитного излучения от грозных разрядов достаточно велики, чтобы перестроить взаимодействие подсистем верхняя атмосфера – ионосфера – магни-

тосфера, вызвать высыпание частиц из радиационного пояса Земли в верхнюю атмосферу и последующие за этим вторичные процессы (см. выше). К ним, в частности, относятся следующие. Высыпание частиц способствует увеличению проводимости плазмы на высотах динамо-области ( $\sim 100 - 150$  км), что обуславливает изменение электрического поля поляризации, которое, проникая в магнитосферу, взаимодействует с энергичными частицами радиационного пояса, стимулируя их дальнейшее высыпание. Так осуществляется повторное взаимодействие между подсистемами посредством электродинамического механизма.

В основе третьего механизма лежит возникновение стороннего тока в грозовых облаках на высотах до  $10 - 15$  км, плотность которого на несколько порядков превышает фоновое значение. В результате этого во всей толще ионосферы примерно над ТЦ и его окрестностями на  $1 - 2$  порядка увеличивается квазистационарное электрическое поле. Это было обнаружено и описано авторами работ [91, 92]. Упомянутое поле, незначительно ослабляясь, проникает в магнитосферу и оказывает влияние на движение захваченных в геомагнитную ловушку энергичных заряженных частиц. При определенных условиях электрическое поле будет способствовать высыпанию определенной доли этих частиц в верхнюю атмосферу. Далее возникает повторное взаимодействие подсистем.

Результаты расчетов основных параметров взаимодействующих подсистем в зависимости от энергии первичного источника – нагретого поверхностного слоя океана – приведены в табл. 13.2 [90]. Здесь  $r_0$  и  $R_0$  – внутренний и внешний радиусы ТЦ,  $V_0$  – значение скорости в ТЦ при  $R = r_0$ ,  $\delta p_m(R_0)$  – среднее квадратичное значение амплитуды давления в АГВ,  $S_r$  – площадь излучателя АГВ,  $z_0$  – высота, где начинают сказываться нелинейные эффекты в АГВ.

*Генерация акустико-гравитационных волн подсистемой океан – циклон.* Получим выражения для амплитуды и спектра

АГВ. ТЦ порождает турбулентность. Вследствие нелинейности уравнений гидродинамики турбулентность служит источником АГВ в широком диапазоне частот  $\Omega$ . Высокочастотная ( $\Omega > \omega_A$ ) и низкочастотная ( $\Omega < \omega_B$ ) составляющие АГВ обычно именуется акустическими и внутренними гравитационными волнами (ВГВ). Здесь  $\omega_A^2 = \gamma_a g / 4H \equiv \alpha_0 \omega_B^2$ ,  $\omega_B^2 = (\gamma_a - 1)g / \gamma_a H$ ,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\omega_A$  и  $\omega_B$  – частоты отсечки акустических волн и ВГВ соответственно. Частоту  $\omega_B$  называют также частотой Брента – Вайсяля [86].

Для изучения влияния ТЦ на атмосферу и ионосферу целесообразно оценить амплитуду пульсаций давления воздуха, которая характеризуется ее средним квадратическим значением. Для его нахождения из уравнений гидродинамики для плотности  $\rho$ , давления  $p$  и скорости  $v$  (см., например, [86, 95, 96]) следует получить выражение для возмущения давления с учетом членов второго порядка малости и проинтегрировать полученное дифференциальное уравнение в частных производных. Впервые задача о генерации АГВ интенсивными циклонами решена, по-видимому, авторами [87, 88]. Они показали, что генерация АГВ осуществляется в основном двумерно-изотропной турбулентностью, причем излучение квадрупольной составляющей преобладает над излучением дипольной составляющей. Поступая так же, как и в работе [87, 88], для среднего квадратического значения амплитуды давления можно получить следующее выражение:

$$\delta p_m(R) = \frac{C_0^{1/2} k_V \rho_0 h \varepsilon^{19/12} R_0}{8\sqrt{2}\pi v_0^{3/4} R} \left( \frac{V_0}{l} \right)^{1/3} I^{1/2}, \quad \varepsilon_t = \frac{\tilde{v}^3}{l}, \quad (13.12)$$

где  $C_0 \approx 2$  – универсальная постоянная,  $h$  – толщина ТЦ,  $R$  – расстояние от центра ТЦ,  $\rho_0$  – невозмущенная плотность воздуха у поверхности воды,  $v_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$  – коэффициент кинематической вязкости воздуха,  $\omega_B \approx 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ ,  $\tilde{v}$  – флуктуации полной скорости  $V_0$  на расстоянии  $r_0$ , обусловленные турбулентностью (обычно  $\tilde{v}$  на порядок меньше  $V_0$ ),  $k_V = r_r/R_0$ ,

$R_0$  – внешний радиус ТЦ,  $r_r$  – радиус ядра ТЦ, эффективно излучающего АГВ,  $l \approx R_0$  – внешний масштаб турбулентности,  $\varepsilon_t$  – удельная мощность турбулентности,  $I$  – интеграл следующего вида:

$$I = \int_{x_1}^{x_2} \left( \frac{\alpha_0 - x^2}{1 - x^2} \right)^{2/3} \frac{dx}{(1 - x^2)x^{7/3}}. \quad (13.13)$$

Здесь  $x_1 = \Omega_1/\omega_B$ ,  $x_2 = \Omega_2/\omega_B$ ,  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  – минимальные и максимальные частоты в спектре излучения ВГВ. Как видно из соотношения (13.13), интенсивность излучения резко увеличивается при  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow 1$ , т. е. в окрестности частот  $\Omega_1$  и  $\Omega_2 \approx \omega_B$ . Частоты  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  принадлежат диапазону ВГВ. Частота  $\Omega_1$  определяется из условия  $\Omega_1 t_0 \gg 1$ , где  $t_0 = l/V_0$  – характерное время [87, 88]. При этом  $\Omega_1 \approx 10V_0/l$ ,  $x_1 \approx (3 - 6) \cdot 10^{-2}$ . Важно, что  $\Omega_1/\Omega_2 = x_1/x_2 \approx (1,7 - 3,4) \cdot 10^{-2} \ll 1$ .

Хотя эффективность излучения квадруполья при  $\Omega \rightarrow \omega_B$  резко увеличивается, одновременно с этим сильно увеличивается и затухание ВГВ. Поэтому практический интерес представляет лишь излучение волн в окрестности частоты  $\Omega_1$ . Для  $\Omega \approx \Omega_1$  имеем

$$I^{1/2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\alpha_0^{1/3}}{c_{s0}^{2/3} \omega_B} \left( \frac{l}{k_\omega V_0} \right)^{2/3}, \quad (13.14)$$

где  $c_{s0} \approx 340$  м/с – скорость акустических волн в воздухе. С учетом (13.14) выражение (13.12) изменится так:

$$\delta p_m = A_p \frac{R_0}{R} \frac{\tilde{v}^{19/4} V_0^{-1/3}}{l^{5/4}}, \quad A_p = \frac{\sqrt{3} C_0^{1/2} \alpha_0^{1/3} k_V}{16\sqrt{2}\pi k_\omega^{2/3}} \frac{\rho_0 h}{v_0^{3/4} c_{s0}^{2/3} \omega_B}, \quad (13.15)$$

где  $\tilde{v} \approx 0,1V_0$ ,  $k_\omega = \Omega_1 l / V_0 \approx 10$  – безразмерный коэффициент.

Важно, что  $\delta p_m$  пропорционально  $\tilde{v}^{53/12} / Rl^{1/4}$ . Поскольку  $\tilde{v}^{53/12}$  очень быстро убывает по мере удаления от внутренней границы ТЦ, радиус эффективно излучающего ВГВ ядра циклона  $r_{ef} \approx 2r_0$ . При этом величина  $k_V \approx 1/20$ . Из (23) следует

формула для оценки  $\delta p_m$  вблизи от источника, где  $R \approx R_0$ ,  $l \approx R_0$ :

$$\delta p_m(R_0) \approx \frac{V_0^{53/12}}{R_0^{5/4}},$$

где  $V_0$  – в м/с,  $R_0$  – в м, а  $\delta p_m$  – в Па.

При вычислении мощности излучения ВГВ по  $\delta p_m(R)$  необходимо плотность потока мощности  $\Pi_r$  проинтегрировать по полусфере с радиусом  $R_0$ . С учетом диаграммы направленности излучателя эта площадь близка к  $S_0 = \pi R_0^2$ .

Таблица 13.2

**Зависимость основных параметров подсистемы океан – тропический циклон от теряемой океаном внутренней энергии (интенсивности ветра в циклоне)**

$v_0$ , м/с	$V_0$ , м/с	$v_1$ , м/с	$r_0$ , км	$R_0$ , км	$\delta p_m(R_0)$ , Па	$\Pi_r$ , Вт/м <sup>2</sup>	$P_r \cdot 10^{-12}$ , Вт	$S_r \cdot 10^{-12}$ , м <sup>2</sup>	$z_0$ , км
15	15,8	3	10	400	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	0,5	280
20	21	4	10	425	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	0,57	250
25	26,3	5	11	450	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	0,64	230
30	31,5	6	11	475	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,71	220
35	36,8	7	12	500	0,5	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	0,79	200
40	42	8	13	530	0,84	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0,88	195
50	52,5	10	14	570	2,1	$9,5 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-3}$	1	180
60	63	12	15	610	4,3	$4 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	1,12	160
70	73,5	14	16	650	7,7	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	1,33	140
80	84	16	18	700	12,9	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$5,8 \cdot 10^{-1}$	1,54	120
90	94,5	18	20	750	19,6	0,9	1,6	1,77	105

Результаты оценок  $\delta p_m$ ,  $\Pi_r$  и  $P_r$  приведены в табл. 13.2. Видно, что вариации давления в ВГВ от ТЦ начинают превышать уровень атмосферных шумов (около 0,5 – 0,7 Па [87, 88]) при  $v_0 \geq 35 - 40$  м/с, т.е. когда тропический шторм превращается в ураган (тайфун).

Собственной частоте  $\omega_B$  соответствует период ВГВ около 6 мин. Как уже отмечалось, волны с таким периодом сильно затухают. Поэтому на достаточно больших расстояниях от ци-

клона должны обнаруживаться волны с частотой, близкой к  $\Omega_1$ . Ей соответствует период  $T_{r1} \approx 2\pi l / 10V_0 \approx 0,6l / V_0 \approx 0,6R_0 / V_0$ . Например, при  $\tilde{v} = 6$  м/с и  $l = 500$  км имеем  $T_{r1} \approx 5,2 \cdot 10^3$  с  $\approx 1,45$  ч. Этот период очень близок к наблюдаемому авторами [92], где он в среднем составлял 1,5 ч.

*Излучение инфразвука океаническими волнами.* Существует еще один канал эффективного воздействия подсистемы океан – циклон на верхнюю атмосферу. Дело в том, что ТЦ сопровождается интенсивными океаническими волнами. Высота волн достигает 13 – 14 м [97]. Волны, в свою очередь, являются источником шумоподобного акустического излучения. Максимум интенсивности излучения приходится на частоту  $f_m$ , которая связана со скоростью ветра в циклоне [98]:

$$f_m = \frac{2\sqrt{2}g}{6\pi V}.$$

Этой частоте соответствует период  $T_{\max} = f_m^{-1}$ . Плотность потока энергии акустического излучения вычислена в работе [98]:

$$P_a = \frac{27\pi \rho M^2 g^2}{32 c_{s0}^3} \left( \frac{V}{2g} \right)^8 \cos \theta,$$

где  $\theta$  – угол между волновым вектором и нормалью к поверхности океана,  $M = 3,05$  м<sup>2</sup>/с<sup>5</sup>.

Результаты расчета параметров акустического излучения, таких как  $P_{a0} = P_a(\theta = 0)$ , амплитуда колебаний давления  $\delta p_a = (\rho_0 v_{s0} P_{a0})^{1/2}$ , амплитуда скорости частиц в волне  $\delta v_a = \delta p_a / \rho_a c_{s0}$ ,  $f_m$ ,  $T_{\max}$  и мощность инфразвукового излучения  $P_a$  приведены в табл. 13.3.

Здесь  $f_m$  и  $T_{\max}$  – частота и период максимума интенсивности излучения,  $P_{a0}$  – плотность потока энергии,  $\delta p_a$  – амплитуда колебаний давления в волне на уровне моря,  $v_w$  – амплитуда скорости частиц в волне на уровне моря,  $S_a$  – эффективная площадь акустического излучателя,  $P_a$  – мощность акустического излучения. Поскольку  $P_{a0} \sim V^8$ , основной вклад в мощ-

ность излучения дает ядро циклона, где  $V$  близко к  $V_0(r_0)$ . Радиус этого ядра принимался равным  $r_a = 1,5r_0$ . Радиусу  $r_a$  соответствует площадь  $S_a = \pi r_a^2$ .

Таблица 13.3

**Основные параметры акустического (инфразвукового) излучения, генерируемого океаническим волнением**

$V_0$ , м/с	$f_m$ , МГц	$T_m$ , с	$P_{a0}$ , Вт/м <sup>2</sup>	$\delta p_a$ , Па	$v_w$ , м/с	$S_a \cdot 10^{-9}$ , м <sup>2</sup>	$P_a$ , Вт
10	147	6,8	$3,7 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	0,7	$2,6 \cdot 10^2$
15	98	10,2	$9,2 \cdot 10^{-6}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	0,7	$6,5 \cdot 10^3$
20	74	13,6	$9,2 \cdot 10^{-5}$	0,2	$4,5 \cdot 10^{-4}$	0,7	$6,5 \cdot 10^4$
25	59	17	$5,5 \cdot 10^{-4}$	0,5	$1,1 \cdot 10^{-3}$	0,85	$4,7 \cdot 10^5$
30	49	20,4	$2,4 \cdot 10^{-3}$	1	$2,3 \cdot 10^{-3}$	0,85	$2 \cdot 10^6$
35	42	23,8	$8,1 \cdot 10^{-3}$	1,9	$4,3 \cdot 10^{-3}$	1	$8,1 \cdot 10^6$
40	37	27,2	$2,4 \cdot 10^{-2}$	3,3	$7,5 \cdot 10^{-3}$	1,2	$2,9 \cdot 10^7$
50	29	34	0,14	7,9	$1,8 \cdot 10^{-2}$	1,4	$2 \cdot 10^8$
60	25	40,8	0,6	16,3	$3,7 \cdot 10^{-2}$	1,6	$9,6 \cdot 10^8$
70	21	47,6	2,1	30,4	$6,9 \cdot 10^{-2}$	1,8	$3,8 \cdot 10^9$
80	18	54,4	6	51,4	0,12	2,3	$1,4 \cdot 10^{10}$
90	16	61,2	15,5	82,7	0,19	2,8	$4,3 \cdot 10^{10}$

*Воздействие тропического циклона на верхнюю атмосферу.* Рассмотрим далее нагрев верхней атмосферы ВГВ. Выше продемонстрировано, что ТЦ является источником интенсивных ВГВ. Последние, распространяясь вверх, взаимодействуют со слоями верхней атмосферы, нагревая их. Эффективная передача энергии от ВГВ к нейтральной атмосфере начинается на высотах  $z_0$ , где скорость частиц в волне  $v_w$  начинает превышать примерно 0,1  $c_{s0}$  [94]. Чем выше интенсивность ВГВ, тем меньше высота  $z_0$  (см. табл. 13.2). Важно, что

$$v_w(z) = v_w(0) \exp \xi, \quad \xi = \frac{1}{2} \int_0^z \frac{dz}{H(z)}.$$

Результаты оценок  $v_w(0)$ , т.е.  $v_w$  у поверхности воды, приведены в табл. 13.2.

Величину нагрева газа в верхней атмосфере над ТЦ можно определить из следующего уравнения баланса:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Pi}{c_p \rho H} - \frac{T - T_0}{\tau_T}, \quad (13.16)$$

где  $\tau_T$  – время релаксации температуры атмосферы,  $T$  и  $T_0$  – возмущенное и невозмущенное значения ее температуры,  $\Pi$  – плотность потока энергии АГВ. Последняя равна

$$\Pi = \frac{\delta p^2}{\rho c_s},$$

где  $\delta p$  – изменение давления воздуха, вызванное АГВ. При размерах ТЦ  $2R_0 \approx 800 - 1200$  км до высот  $z \sim 100$  км расходимость волн несущественна и до начала области диссипации АГВ может считаться  $\Pi(z) \approx \Pi(0) = \delta p^2(0)/\rho(0)c_s(0)$ . Полагая, что возмущение  $\delta p$  вызвано монохроматической волной и что нелинейные искажения профиля волны незначительны (это справедливо при  $z \leq z_0$ , т.е.  $\delta p(z)/p_0(z) \ll 1$ , где  $p_0(z)$  – невозмущенное давление воздуха), для вариаций  $\delta p$  примем следующую модель:

$$\delta p = \delta p_m \cos \Omega t, \quad (13.17)$$

где  $\delta p_m$  и  $\Omega$  – амплитуда и частота АГВ. Тогда

$$\Pi(t) = \Pi_m \cos^2 \Omega t = \frac{\Pi_m}{2} (1 + \cos 2\Omega t). \quad (13.18)$$

Здесь

$$\Pi_m = \frac{\delta p_m^2(0)}{\rho(0)c_s(0)} \quad (13.19)$$

есть плотность потока энергии АГВ вблизи поверхности океана. Решение уравнения (13.16) с начальным условием  $T(t=0) = T_0$  и учетом соотношения (13.18) имеет вид:

$$\vartheta = \vartheta_m \left( 1 - e^{-t/\tau_T} + \frac{\vartheta_m}{\Omega \tau_T} \cos(2\Omega t - \varphi_\Omega) \right), \quad (13.20)$$

где  $\vartheta = T/T_0 - 1$  – относительное возмущение  $T$ ,  $\Omega \tau_T = \Omega \tau_T$ ,  $\text{tg } \varphi_\Omega = 2\Omega \tau_T$ ,

$$\vartheta_m = \frac{T_m}{T_0} - 1 = \frac{\Pi_m \tau_T}{2c_p \rho H T_0} \quad (13.21)$$

есть амплитуда  $\vartheta$ .

Заметим, что уравнение (13.16) не учитывает процесса теплопроводности газа, который при  $\vartheta \sim 1$  становится нелинейным. Пренебрегать этим процессом можно при условии, что его характерное время  $\tau_{TC} = H^2/\kappa_T \gg \tau_T$ , где  $\kappa_T$  – коэффициент температуропроводности. Данное неравенство выполняется на высотах  $z \leq 200$  км. Здесь  $H \approx 40$  км,  $\kappa_T \approx 5 \cdot 10^4 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ , а  $\tau_{TC} \approx 3 \cdot 10^4$  с. Значение  $\tau_T$  определяется скоростью ветра  $w_w$  в верхней атмосфере и при  $w_w = 100$  м/с, размере ТЦ  $2R_0 \approx 1000$  км составляет  $\tau_T = 2R_0/w_w \approx 10^4$  с. Видно, что  $\tau_{TC} > \tau_T$ .

По формуле (13.19) оценим  $\Pi_m$ . При  $\delta p_m \approx 20$  Па [89] имеем  $\Pi_m \approx 0,9 \text{ Вт/м}^2$ . Тогда из соотношения (13.21) следует, что на высоте 90 км, где  $T_0 = 200$  К,  $\rho \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ кг/м}^3$ ,  $H \approx 8$  км, еще применимо линейное приближение (13.17),  $\Delta T_m = T_m - T_0 \approx 140$  К, т.е.  $\vartheta_m \approx 0,7$ . На самом деле значение  $\Delta T$  несколько завышено, так как не учитывались отражение, рефракция и другие эффекты при распространении ВГВ от ТЦ до верхней атмосферы. В любом случае над ТЦ следует ожидать повышения температуры газа на десятки процентов. Примерно такой же тепловой эффект будет и на высотах  $z \geq z_0$  (вплоть до  $z \approx 200$  км, где теплопроводность приводит к существенному уменьшению  $\Delta T$ ).

Обратимся к уравнению (13.20). Видно, что временные вариации  $T$  являются как аperiодическими, так и периодическими. Первые вызваны переходным процессом, вторые – гармоническим возмущением. При  $t \gg \tau_T$  имеем

$$\vartheta \approx \vartheta_m \left( 1 + \frac{\vartheta_m}{\Omega_T} \cos(2\Omega t - \varphi_\Omega) \right). \quad (13.22)$$

Важно, что по сравнению с изменениями  $\delta p(t)$  вариации  $T(t)$  имеют частоту в 2 раза больше. Кроме того, вторые запаздывают по фазе по отношению к первым. Оценим значение  $\varphi_\Omega$ . При периодах ВГВ  $T_w = 1,5 - 2$  ч частота  $\Omega \approx 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Тогда  $2\Omega\tau_T \approx 20 \gg 1$ . Это означает, что  $\varphi_\Omega \approx \pi/2$ , т.е. возмущения  $T(t)$  запаздывают по отношению к изменениям  $\delta p(t)$  на четверть периода ВГВ. При указанных  $T_w$  время запаздывания составляет  $T_w/4 \approx 25 - 30$  мин.

Заметим, что глубина модуляции  $\vartheta(t)$  значительна, если  $\vartheta_m/\Omega_T$  близко к 1, т.е. при  $\vartheta_m \sim 1$  и  $\Omega_T \sim 1$ . Последнее имеет место при том же значении периода ВГВ и  $\tau_T \approx 10^3 \text{ с}$ , т.е. масштабе метеорологического процесса с шириной фронта порядка 100 км. Время запаздывания при этом уменьшается до 20 – 25 мин.

Перейдем к нагреву верхней атмосферы акустическими волнами. Инфразвук, генерируемый как океаническими волнами, так и турбулентностью циклона, достигая верхней атмосферы, диссипирует, что приводит к нагреву атмосферы в широком диапазоне высот. Диссипация инфразвука начинается на высоте  $z_{a1}$ , где  $v_w \approx 0,1c_{s0}$ , а заканчивается на высоте  $z_{a2}$ , где длина свободного пробега молекул газа  $l_n \approx \lambda_m = c_{s0}T_{\max}$  [94]. Длина волны акустического излучения  $\lambda_m \approx 2 - 30$  км. При этом  $z_{a2} \approx 330 - 430$  км соответственно. Значение  $z_{a1}$  существенно зависит от величины  $V_0$ : при  $V_0(r_0) \approx 20 - 90$  м/с высота  $z_{a1} \approx 300 - 60$  км соответственно.

Величину  $\vartheta_m$  можно оценить из соотношения, подобного (13.21):

$$\vartheta_m = \frac{\Pi_a e^{-\Gamma} \tau_T \cdot S_a}{2c_p \rho H T_0 S_0},$$

где учтены поглощение инфразвука ( $\Gamma$  – интегральный коэффициент поглощения энергии волны) и конечность площади океана, генерирующей инфразвук. При  $S_a \ll S_0$  эффективность нагрева в ядре циклона невысокая. Здесь имеют место большие изменения давления  $\delta p_a$  и скорости частиц в волне  $v_w$ . Однако, при  $v_w \geq 0,1c_{s0}$  профиль волны начинает заметно отличаться от косинусоидального, возникает обогащение частотного спектра высокими частотами. Инфразвук с более высокими частотами поглощается на меньших высотах, где плотность и масса газа выше. Это приводит к существенному ослаблению волны, но незначительному нагреву газа. Поэтому более сильное возмущение верхней атмосферы имеет место не над ядром сильного циклона (урагана или тайфуна), а ближе к его периферии, где  $V$  меньше  $V_0$  в несколько раз. И хотя здесь меньше значение  $\Pi_a$ , но зато существенно меньше значение  $\Gamma$ , которое входит в экспоненту. Кроме того, при этом  $S_a$  соизмеримо с  $S_0$ . Все это приводит к увеличению  $\vartheta_m$  над некоторой средней частью ТЦ, где  $r \approx (10 \div 15)r_0$ .

Нагрев нейтрального газа акустическим излучением вызывает комплекс уже упоминавшихся вторичных процессов, подобных тем, что вызываются диссипацией ВГВ в верхней атмосфере.

Рассмотрим геомагнитный эффект ВГВ. ВГВ, распространяясь в атмосфере, оказывают на нее двоякое воздействие. Линейные волны (что имеет место при  $z < z_0$ ) лишь модулируют параметры нейтрального газа и плазмы. При  $z > z_0$  к этому добавляется нелинейная диссипация волны, в результате чего нейтральная среда нагревается. Более того, ее температура оказывается промодулированной колебанием с удвоенной (в первом приближении) частотой. Добавочный нагрев и модуляция температуры вызывают в свою очередь изменение и модуляцию зависящих от температуры параметров газа: частот соударений, скоростей химических реакций, концентрации элек-

тронов и ионов и др. В результате этого возникает возмущение и модуляция как тензора проводимости плазмы, так и тока увлечения заряженных частиц нейтральными частицами.

При изменении температуры газа на 10 – 100 % на десятки процентов также возмущаются компоненты тензора проводимости ионосферы и интегральный ток в ионосфере. Считая, что переходный процесс нагрева газа закончился, для оценки амплитуды колебаний индукции геомагнитного поля на частоте  $2\Omega$  имеем следующее соотношение:

$$\Delta B_{\Omega} \approx \frac{\vartheta_m}{2\Omega_T} \mu_0 I_0, \quad (13.23)$$

где  $I_0$  – невозмущенное значение интегрального тока. Полагая в дневное время  $I_0 = 0,2$  А/м,  $\Omega = 10^{-3}$  с<sup>-1</sup>,  $\tau_r = 10^4$  с, для  $\vartheta_m = 0,1 - 1$  получаем  $\Delta B_{\Omega} \approx 1,3 - 13$  нТ. Близкое значение  $\Delta B_{\Omega}$  наблюдалось, например, в работе [89], где приведены также более подробные расчеты в линейном приближении геомагнитного эффекта, вызываемого прохождением ВГВ.

В ночное время  $I_0$  на порядок меньше, а значит на порядок меньше и вариация  $\Delta B_{\Omega}$ .

Заметим, что соотношение (13.23) применимо для приближенного описания магнитного эффекта тока, протекающего по бесконечному горизонтальному листу. Не учитывается также экранирующее действие подстилающей поверхности.

Опишем далее геомагнитный эффект акустических волн. По своим физическим механизмам воздействие инфразвука на верхнюю атмосферу подобно воздействию ВГВ. Подобна и реакция верхней атмосферы на это воздействие. Различие состоит в величине преобладающих периодов вариаций индукции геомагнитного поля. Воздействие инфразвука должно привести к увеличению уровня геомагнитных пульсаций в диапазоне периодов от единиц до десятков секунд (см. табл. 13.3). Эффект заметно выражен лишь на основной частоте инфразвука ( $\Omega \approx 0,1 - 1$  с<sup>-1</sup>), где  $\Delta B \sim 0,1 - 1$  нТ (в дневное время). На

удвоенной частоте  $\Delta B_{\Omega}$  на 2 – 3 порядка меньше, чем на частоте  $\Omega$  (см. формулу (13.23)).

Рассмотрим далее генерацию электромагнитного излучения ТЦ и его воздействие на магнитосферу и радиационный пояс. Развитие ТЦ сопровождается интенсивными грозами, а значит и генерацией электромагнитного излучения в широком диапазоне частот ( $f \leq 100$  кГц). Об этом свидетельствуют, в частности, ракетные и спутниковые наблюдения (см., например, [99 – 101]).

Энергия и мощность сильнейшей молнии порядка 10 ГДж и 10 ГВт. За время существования ТЦ их число может достигнуть  $10^3 - 10^4$ . Суммарная энергия и мощность может приблизиться к  $10^2$  ТДж и  $10^2$  ТВт. В энергию акустических и электромагнитных волн преобразуются около  $10^{-3}$  и  $10^{-4} - 10^{-3}$  энергии молнии соответственно. Тогда энергия этих волн, генерируемых  $10^4$  молниями, составит около 100 и 10 – 100 ГДж соответственно. Средняя мощность этих излучений за время существования циклона (6 суток) приближается к значениям 200 и 20 – 200 кВт соответственно.

Потоки акустической и электромагнитной энергии, достигая верхней атмосферы ( $\sim 50 - 100$  км), существенно изменяют ее параметры. Кроме того, электромагнитное ОНЧ-излучение вдоль магнитных силовых линий поступает в магнитосферу, заполненную энергичными частицами (электронами и протонами). В результате возбуждения циклотронной неустойчивости возникает стимулированное высыпание заряженных частиц из геомагнитной ловушки в верхнюю атмосферу [22]. Динамические уравнения, описывающие вариации плотности  $w_e$  энергии ОНЧ-излучения либо излучения альвеновских волн и числа энергичных частиц в магнитной силовой трубке, содержащей источник волн, аналогичны нелинейным соотношениям (12.1), (12.2) [8, 22].

Вызванное излучением ОНЧ- либо альвеновских волн высыпание соответственно электронов или протонов производит

дополнительную ионизацию в верхней атмосфере, модулирует токовую струю, которая, в свою очередь, является источником низкочастотных излучений. Развиваются вторичные процессы в подсистемах, которые уже упоминались. Таким образом осуществляется воздействие циклонов на магнитосферу и радиационный пояс, а также обратное воздействие последних на нижележащие области околоземной среды.

Опишем механизм генерации квазистационарного электрического поля и его воздействие на магнитосферу и радиационный пояс. Ключевая роль в генерации квазистационарного электрического поля принадлежит океаническим аэрозолям. Под аэрозолями понимают твердые и жидкие частицы с диаметрами  $d_a$  от 0,05 до 50 мкм [102 – 106]. Существует несколько механизмов их образования. Самые крупные аэрозоли ( $d_a > 1$  мкм) возникают в результате разбрызгивания и высыхания капель при скорости ветра  $V > 7$  м/с, а также в результате распада струйки воды, выбрасываемой из лопающегося пузырька. В спокойных условиях их концентрация  $n_a$  и объемная плотность  $\rho_a$  не превышают  $5 \cdot 10^4$  м<sup>-3</sup> и  $5 \cdot 10^{-11}$  кг/м<sup>3</sup>. Более мелкие ( $d_a < 1$  мкм) аэрозоли образуются, в основном, в момент разрыва пленки всплывающего на поверхность пузырька газа, в котором имеется избыточное давление. Другим способом образования аэрозолей с указанными размерами является стягивание лопнувшей пленки пузырька. Максимум функции распределения частиц по размерам приходится на  $d_a \approx 0,1$  мкм. В спокойных условиях для этих частиц  $n_a \approx (3 - 5) \cdot 10^8$  м<sup>-3</sup>,  $\rho_a \approx (3 - 5) \cdot 10^{-10}$  кг/м<sup>3</sup> [102]. Поэтому именно аэрозоли с  $d_a \approx 0,1$  мкм играют главную роль в обсуждаемых ниже эффектах.

Сильный ветер в циклоне способствует более интенсивному образованию аэрозолей. Для плотности аэрозолей всех масштабов справедливо следующее эмпирическое соотношение [102]:

$$\ln \rho_a = 0,16V + 1,45 \quad (13.24)$$

или

$$\rho_a(V) = \rho_{a0} e^{\alpha_a V},$$

где  $\rho_{a0} = 4,3 \cdot 10^{-9}$  кг/м<sup>3</sup>,  $\alpha_a = 0,16$  м<sup>-1</sup>·с. Пределы применимости формулы (13.24) неизвестны, но уже при  $V = 35$  м/с (переход к урагану)  $\rho_a$  увеличивается примерно на два с половиной порядка, достигая значений  $\rho_a \approx 10^{-6}$  кг/м<sup>3</sup> и  $n_a \approx 10^{11}$  м<sup>-3</sup>.

В спокойных условиях средняя плотность тока в атмосфере  $j_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$  А/м<sup>2</sup>. Уравнения баланса концентраций положительных и отрицательных ионов аналогичны и имеют вид:

$$\frac{dn_i}{dt} = q_i - \alpha_i n_i^2 - \beta_a n_a n_i,$$

где  $q_i$  – скорость образования ионов,  $\alpha_i = 1,6 \cdot 10^{-12}$  м<sup>3</sup>/с – коэффициент рекомбинации ионов,  $\beta_a = 1,65 \cdot 10^{-2}$  м<sup>3</sup>/с – коэффициент прилипания ионов к аэрозолям. В отсутствие последних, в стационарном состоянии  $n_{i\infty} = (q_i/\alpha_i)^{1/2}$ .

В спокойных условиях при  $q_{i0} \approx 10^7$  м<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup> имеем  $n_{i\infty} \approx 2,5 \cdot 10^9$  м<sup>-3</sup>. При  $n_a \neq 0$  практически все имеющиеся ионы быстро (за время  $\tau_a = (\beta_a n_a)^{-1} \sim 10^{-7}$  с) прилипнут к аэрозолям. Заряд в единице объема  $Q_0 = en_{i\infty}$  составит около  $4 \cdot 10^{-10}$  Кл/м<sup>3</sup>.

При скорости конвекции  $w$  разделившиеся заряды создали бы плотность атмосферного тока  $j_{a0} = Q_0 w = en_{i\infty} w$ . Для  $n_{i\infty} = 2,5 \cdot 10^9$  м<sup>-3</sup> и  $w = 0,6$  м/с имеем  $j_{a0} = 2,4 \cdot 10^{-10}$  А/м<sup>2</sup>. В спокойных условиях, однако, значительного разделения заряда не происходит и  $j_{a0} \approx j_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$  А/м<sup>2</sup>.

В развитом циклоне ситуация может резко измениться. При этом существенно активизируются образование аэрозолей, их электризация, разделение зарядов и т. д.

Механизмы электризации аэрозолей перечислены в [106]. Для ТЦ основным из них, по-видимому, является распыление капель. Восходящие потоки воздуха в циклоне переносят вверх положительно заряженные аэрозоли. Более крупные капли, заряженные отрицательно, двигаются вниз. В результате этого существенно возрастает плотность атмосферного тока.

Увеличение интенсивности осадков приводит к значительному росту  $j_a$ . Во время ливней, обычно сопровождающих ТЦ,  $j_a$  может достигнуть  $10^{-8}$  и даже  $10^{-7}$  А/м<sup>2</sup> [102].

Преобладание концентрации ионов одного знака над другим обеспечивает возникновение нескомпенсированного объемного заряда (обычно положительного). Его величина существенно может превысить фоновое значение ( $\sim 10^{-10}$  Кл/м<sup>3</sup>). В грозном очаге, который возникает в кучево-дождевом облаке ядра циклона, плотность тока уже приближается к  $j_a \approx 10^{-7}$  А/м<sup>2</sup>. При том же значении  $w$  это соответствует  $Q = j_a/w \approx 1,7 \cdot 10^{-7}$  Кл/м<sup>3</sup> и скорости разделения заряда  $\dot{Q} = j_a/H_a \approx 10^{-11}$  А/м<sup>3</sup>. (Точка над  $Q$  обозначает производную по времени). Здесь  $H_a$  – толщина облака, обычно  $H_a \approx 10$  км. Эти значения следует рассматривать как оценку сверху. Более вероятными представляются значения  $j_a \approx 3 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-8}$  А/м<sup>2</sup> и  $\dot{Q} \approx 3 \cdot 10^{-13} - 3 \cdot 10^{-12}$  А/м<sup>3</sup>. Важно, что даже в этом случае  $j_a/j_0 \approx 10^3 - 10^4$ .

Появление мощного атмосферного тока приводит к генерации квазистационарного поля в верхней атмосфере, ионосфере и магнитосфере [91, 92].

Процессы в атмосфере, имеющие характерное время становления не менее  $t_0 = \varepsilon_0/\sigma_0 \approx 440$  с, можно рассматривать как квазистационарные. Здесь  $\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная,  $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-14}$  См/м – проводимость воздуха у поверхности воды в невозмущенных условиях. Следуя работам [91, 92], для оценки электрического поля в ионосфере, вызванного циклонической деятельностью, можно получить следующее соотношение:

$$E_i = E_0 \frac{\sigma_0 j_a}{\sigma_i j_0}, \quad (13.25)$$

где  $\sigma_i \approx 10^{-6}$  См/м – проводимость плазмы у нижней границы ионосферы,  $E_0 = 150$  В/м – напряженность электрического поля у поверхности воды. Подставляя оцененные выше значения  $j_a$ , получим  $E_i \approx 3 - 30$  мВ/м. Эта величина  $E_i$  на 1 – 2 порядка

превышает фоновые значения напряженности электрического поля в ионосфере.

Добавим, что максимальное возмущение этого поля имеет место не строго над ТЦ, а несколько в стороне от него. Смещение связано с переносом возмущения по магнитным силовым линиям с высоты динамо-области ( $z \approx 100 - 150$  км) на большие высоты. Величина смещения достигает 600 – 800 км [91, 92], что сопоставимо с размером ТЦ.

Увеличение атмосферного тока в области циклона вызывает также вариации геомагнитного поля. Оценить изменение индукции магнитного поля  $\Delta B$  на расстоянии  $R$  можно из известного соотношения:

$$\Delta B = \mu_0 \frac{I_a}{2\pi R}. \quad (13.26)$$

Таблица 13.4

Электрические параметры ТЦ в зависимости от плотности электрического заряда

$Q$ , Кл/м <sup>3</sup>	$10^{-10}$	$10^{-9}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$
$w_0$ , м/с	$3 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	0,1	0,2	0,3	0,5
$j_a$ , А/м <sup>2</sup>	$3 \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$
$\dot{Q}$ , А/м <sup>3</sup>	$3 \cdot 10^{-16}$	$4 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-14}$	$10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-8}$
$E_e$ , В/м	$10^5$	$2 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$	$10^6$	$2 \cdot 10^6$
$F_e$ , Н/м <sup>3</sup>	$10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$	0,8	10	$2 \cdot 10^2$
$F_p$ , Н/м <sup>3</sup>	0,1	0,3	0,6	0,8	1,1	1,2	1,4
$F_k$ , Н/м <sup>3</sup>	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
$F_c$ , Н/м <sup>3</sup>	$3 \cdot 10^{-2}$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,5
$v_0$ , м/с	15	30	50	60	70	80	90
$r_0$ , км	10	11	14	15	16	18	20
$\Delta p(r_0)$ , кПа	0,8	3	9	12	17	22	28
$R_0$ , км	400	450	570	610	650	700	750
$\Delta B(R_0)$ , нТл	$8 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	0,2	3,8	82	$1,3 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^4$

Здесь  $I_a = j_a S_0$ , где  $S_0 = \pi R_0^2$ . Тогда на расстоянии  $R_0$  от центра циклона для оценок в системе СИ имеем следующее выражение

$$\Delta B(R_0) \approx 6,3 \cdot 10^{-7} j_a R_0.$$

Например, при  $j_a \approx 3 \cdot 10^{-9}$  А/м<sup>2</sup>,  $R_0 = 600$  км получим  $\Delta B(R_0) \approx 1$  нТл. Результаты оценок  $\Delta B(R_0)$  приведены в табл. 13.4. Здесь  $E_e$  – напряженность электрического поля в облаке,  $F_e$ ,  $F_p$ ,  $F_k$  и  $F_c$  – удельные электрическая, термодинамическая, кориолисова и центробежные силы, причем  $F_e = QE_e$ ,  $F_p = \Delta p(r_0)/r_0$ ,  $F_k = 2\omega v_0 r$ ,  $F_c = \rho v_0^2/2$ ,  $\omega_0$  – вертикальная составляющая скорости ТЦ на расстоянии  $r_0$  от его центра,  $j_a$  – плотность атмосферного тока,  $\dot{Q}$  – скорость изменения объемного заряда в ТЦ.

Генерируемое электрическое поле, незначительно ослабляясь, по магнитным силовым линиям проникает в магнитосферу и при определенных условиях уменьшает “поперечную” энергию заряженных частиц на величину  $\varepsilon_{\perp} = eE_i L_{\perp}$ , где  $L_{\perp}$  – горизонтальный масштаб возмущения электрического поля [8, 92]. Полагая  $L_{\perp} = 2R_0 \approx 1000$  км, получим  $\varepsilon_{\perp} \approx 5 - 50$  кэВ. Таких значений  $\varepsilon_{\perp}$  достаточно для перераспределения частиц по питч-углам и высыпания определенной их доли из радиационного пояса в верхнюю атмосферу, а также для возникновения ряда уже упоминавшихся вторичных процессов.

*Основные результаты.* Взаимодействие океана и ТЦ изучалось давно и детально (см., например, [107 – 109]). Работа [93] интересна тем, что в ней рассмотрено нелинейное взаимодействие в подсистеме океан – ТЦ и показано, что процесс может описываться затухающими нелинейными колебаниями. При этом ТЦ считался неподвижным, что бывает весьма редко. В работе [90] учтено и движение ТЦ. Кроме того, сделано естественное предположение, что энергетическая подпитка возникшего циклона имеет место до тех пор, пока температура поверхностного слоя  $t_1$  превышает температуру нижележащих

холодных слоев  $t_{1m}$ . В работе [93] считалось, что подпитка имеет место лишь при  $t_1 > t_c$ . Поскольку  $t_c \approx 26,5^{\circ}\text{C}$ , а  $t_{1m} \approx 23^{\circ}\text{C}$ , то разница существенна. В частности, в нашем случае, стационарное значение  $t_s < t_c$ . Кроме того, стационарное значение тангенциальной скорости в циклоне может достигать 50 – 60 м/с (в [93] оно было около 20 м/с). Значение  $v_0 \approx 20$  м/с для урагана (тайфуна) – слишком малó.

Выше, как и в работе автора [90], рассмотрены три механизма воздействия ТЦ на верхнюю атмосферу и геокосмос: акустико-гравитационный, электромагнитный и квазистатический. Вычислены потоки энергии АГВ. Показано, что даже для наиболее сильных ТЦ мощность излучаемых ВГВ  $P_r$  значительно (на два порядка) меньше мощности  $P_f$ , затрачиваемой на трение потоков воздуха в циклоне о поверхность океана. Учитывая, что  $P_f \propto v_0^3$ , а  $P_r$  пропорциональна  $v_0^{53/12}$  (т. е. растет быстрее с ростом  $v_0$ ), приходим к выводу, что генерация ВГВ могла бы ограничивать дальнейший рост скорости ветра в циклоне и его предельную мощность, связанную с движением воздушных масс. Это имело бы место, однако, при нереально больших значениях  $v_0$ .

Мощность излучения ВГВ для сильнейшего ТЦ достигает  $10^{11} - 10^{12}$  Вт. Для сравнения укажем, что по нашим оценкам мощность излучения ВГВ всеми горными системами планеты (мощность орографических возмущений) составляет в среднем около  $10^{11}$  Вт.

Интересным выводом работы [90] является возможность генерации возмущений геомагнитного поля не только на частоте ВГВ (что естественно), но и на удвоенной частоте в результате нагрева газа диссипируемой на высотах 80 – 200 км ВГВ. Важно, что этот вывод подкрепляется результатами наблюдений [89]. В этой работе возмущения давления имели составляющую с периодом  $T$  около 2 и 1 ч, а возмущение  $D$  – компоненты геомагнитного поля – составляющие с периодами 1 и 0,5 ч.

Оценим время запаздывания вариаций геомагнитного поля на удвоенной частоте по сравнению с изменениями давления воздуха на поверхности. Если предположить, что ВГВ с  $T \approx 1$  ч достигает верхней атмосферы со скоростью, близкой к  $0,2c_{s0}$  [89], то время ее распространения до высоты  $z \approx 120$  км составляет около 30 минут. Запаздывание вариаций температуры, связанных с нагревом газа в верхней атмосфере, как показано выше, составляет  $T_w/4 \approx 25 - 30$  мин (см. (13.17) и (13.22)). Суммарное запаздывание должно быть около 55 – 60 мин.

Наконец, в [90] объяснен результат из [89], где отмечалось, что наиболее вероятное значение периода ВГВ составляло 1,5 ч. Выше показано, что интенсивность излучения резко увеличивается в окрестности частоты  $\Omega_1$ , которой соответствует период  $T_{r1} \approx 1,45$  ч (при турбулентных пульсациях скорости  $\bar{v} \approx 6$  м/с и радиусе вихря  $l \approx 500$  км).

Заметим, что авторами [89] наблюдалась генерация АГВ не ТЦ, а мощным атмосферным фронтом. Разница состоит в механизмах образования атмосферных вихрей, механизмы же генерации АГВ остаются подобными, в обоих случаях они вызваны интенсификацией атмосферной турбулентности.

На высотах 100 – 150 км ВГВ становятся нелинейными, здесь скорость  $v_w$  сопоставима со скоростью звука. Имеет место диссипация энергии этих волн, что способствует возникновению целого комплекса динамических и тепловых эффектов. К ним относятся: всплывание нагретого воздуха, развитие гидродинамической неустойчивости в атмосфере, интенсификация турбулентности, возбуждение струйного течения [110] и диссипативных структур [111], неустойчивость АГВ, стимулированная значительным увеличением электрического поля на ионосферных высотах [112], генерация АГВ-вихрей [38] и др.

Возникновение электромагнитного излучения ТЦ обусловлено грозовой деятельностью в ядре циклона. Генерируемое при этом ОНЧ-излучение эффективно взаимодействует с запа-

сенными в радиационном поясе электронами. Возникающие при этом процессы детально изучены в работе [22]. Оценки триггерного эффекта выполнены в [7 – 9].

Механизм генерации квазистационарных возмущений электрического поля и результаты соответствующих наблюдений обсуждаются в [91, 92]. В цитируемых работах, однако, не указываются причины увеличения тока в приводной атмосфере. По-видимому, его рост обусловлен активизацией процесса образования и электризации аэрозолей в результате значительного усиления ветра в развившемся циклоне.

Добавим, что до последнего времени роль крупномасштабной термодинамической неустойчивости и электрических процессов в ТЦ недооценивалась. На необходимость учета последних обращено внимание авторами [108]. Наши расчеты показали, что электрические силы могут быть не только существенными, но и определяющими (табл. 13.4) [90]. Последняя ситуация может возникнуть в циклоне лишь тогда, когда  $Q \geq 10^{-6}$  Кл/м<sup>3</sup>,  $j_a \geq 10^{-7}$  А/м<sup>2</sup>. В этом случае и воздействие ТЦ на ионосферу и магнитосферу тоже должно увеличиться, так как  $j_a/j_{a0} \geq 10^5$ . При достаточно большой объемной плотности заряда  $Q$  воздух в ТЦ ведет себя как плазмоподобная среда, помещенная во внешнее магнитное поле. В такой среде следует ожидать появление вихрей электромагнитной природы, волновых низкочастотных процессов, электрических структур, неустойчивостей и т.д. В результате развития таких процессов возникают новые каналы воздействия циклона на ионосферу и магнитосферу. Эти вопросы, однако, требуют специального рассмотрения.

### 13.6. Солнечный терминатор (СТ)

Прохождение линии раздела день – ночь приводит к изменению температуры атмосферы на десятки кельвинов на высотах более 130 км, а при  $z > 200$  км – на сотни кельвинов. Это

означает, что существенно изменяется тепловая энергия атмосферы, нарушается скорость химических реакций, возникает градиент давления и генерируются АГВ. Характерная длительность  $\Delta t$  действия СТ порядка 1 – 10 минут. Например, на границе термосферы ( $z \approx 130$  км) при  $\Delta T = 10$  К и объеме возмущенной атмосферы  $V_T$  имеем [19]

$$\Delta E_T = c_p \rho V_T \Delta T = 2\pi c_p \rho R_E H v_{ST} \Delta t \Delta T,$$

где  $v_{ST} \approx 500$  м/с – скорость солнечного терминатора,  $R_E \approx 6400$  км – радиус Земли,  $H \approx 10$  км – приведенная высота атмосферы. При  $\rho \approx 10^{-7}$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Delta t \approx 500$  с имеем  $\Delta E_T \approx 10^{14}$  Дж,  $P_T = 2 \cdot 10^{11}$  Вт. Плотности потока энергии  $\Pi = c_p \rho v_{ST} \Delta T$  и поток энергии  $\Pi_E = \Pi \Delta t$  в горизонтальном направлении составляют около 0,5 Вт/м<sup>2</sup> и 250 Дж/м<sup>2</sup>. Объемная плотность кинетической энергии газа, движущегося впереди фронта СТ (во фронте ударной волны, так как при  $z \leq 150$  км  $v_{ST} > c_s$ ), равна порядка  $\rho v_{ST}^2 / 2 \approx 10^{-2}$  Дж/м<sup>3</sup>.

В энергию АГВ преобразуется, по-видимому, около 0,1% кинетической энергии газа. При этом  $\Pi_a \approx \eta_a \rho v_{ST}^3 / 2 \approx 5 \cdot 10^{-3}$  Вт/м<sup>2</sup>, где  $\eta_a \approx 10^{-3}$  – коэффициент преобразования энергии. Плотность потока энергии в вертикальном направлении  $\sim 10^{-3}$  Вт/м<sup>2</sup>. Эта величина того же порядка, что и при распространении АГВ, порожденных источниками другой природы, а также планетарных и приливных волн (см. табл. 10.2).

Прохождение СТ сопровождается также значительным изменением ионизации, а значит, и проводимости ионосферы. Последнее приводит к нарушению сложившихся условий взаимодействия между подсистемами, в частности, между ионосферой и магнитосферой. Вариации проводимости плазмы в области токовой струи ( $z \sim 100$  км) обеспечивают, с одной стороны, изменение ионосферного электрического поля поляризации, которое, проникая в магнитосферу, взаимодействует с энергичными частицами, а с другой стороны, генерацию низкочастотных электромагнитных волн, также взаимодействующих с упомянутыми частицами.

Наконец, прохождение СТ способствует перераспределению энергии ОНЧ-волн, запасенной во время грозных разрядов, в волноводе Земля–ионосфера. При этом величина потока ОНЧ-энергии в магнитную силовую трубку изменяется и возмущаются параметры взаимодействия волна-частица в радиационном поясе. Все три фактора приводят к высыпанию энергичных частиц из магнитосферы, к активизации взаимодействия между атмосферой, ионосферой и магнитосферой.

Таким образом, СТ является регулярно действующим высокоэнергичным источником, обеспечивающим изменение параметров взаимодействия подсистем в системе ЗАИМ [15 – 18, 113].

### 13.7. Затмение Солнца (ЗС)

Это физическое явление сравнительно редко наблюдается в одной и той же местности. Тем не менее, его роль велика. ЗС дает возможность проследить за динамикой околоземной среды, за взаимодействием подсистем в системе ЗАИМ.

С привлечением оптического, магнитометрического и ряда радиофизических методов нами проведены комплексные исследования динамических процессов в атмосфере и ионосфере в широком диапазоне высот (до 1500 км), сопутствовавших частным (73 %) ЗС 11 августа 1999 г. [114 – 117] и 31 мая 2003 г. [118 – 121]. ЗС вызвали целый комплекс процессов на всех высотах и перестройку околоземной среды в целом. Качественно она напоминала перестройку при наступлении ночи, но ее продолжительность не превышала 2 – 4 ч. Сопутствовавшие ЗС процессы имели значительную энергетику, вызвали изменение взаимодействия подсистем системы ЗАИМ, в частности, они были причиной ионосферно-плазмозферного и ионосферно-магнитосферного взаимодействий.

Остановимся несколько подробнее на эффектах ЗС 11 августа 1999 г.

Процессы в приземной атмосфере были связаны с уменьшением солнечной радиации, повлекшим за собой уменьшение температуры воздуха на 7 К, ее градиента – примерно в 4 раза и изменение конвективной активности. Имел место подъем нижней границы слоя с конвективными ячейками на стадии увеличения покрытия диска Солнца и его опускание на стадии уменьшения покрытия. Этот процесс запаздывал по отношению к главной фазе ЗС на  $16 \pm 1$  мин, что соответствовало кинематическому коэффициенту турбулентной диффузии около  $1 \text{ м}^2/\text{с}$  (в спокойных условиях его значение на порядок меньше).

В Е- и F-областях ионосферы имело место уменьшение концентрации электронов  $N$  на десятки, а в D-области – до сотни процентов. Более интересным, однако, являлся рост  $N$  на высотах 81 – 87 км через 100 – 40 мин после начала ЗС, который продолжался не менее 3 – 4 ч. Такое поведение  $N$  обусловлено, по-видимому, высыпанием электронов из магнитосферы. Предложен механизм стимуляции высыпаний магнитосферных энергичных электронов в атмосферу в течение ЗС и после него [116]. Плотность потоков высыпавшихся частиц с энергиями 40 – 80 кэВ достигала  $10^7 - 10^8 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

ЗС сопровождалось уменьшением температуры нейтралов, электронов и ионов, изменением скоростей химических реакций, а также вариациями потоков плазмы из плазмосферы в ионосферу (на стадии главной фазы ЗС) и в обратном направлении до ЗС и после него. Соответствующие максимальные потоки составляли  $2,5 \cdot 10^{13}$  и  $2 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [117].

Таким образом, ЗС позволили уточнить характер взаимодействия подсистем в системе ЗАИМ.

### 13.8. Солнечные вспышки (СВ)

Во время СВ больше всего изменяется плотность потока энергии рентгеновского излучения ( $\lambda < 10$  нм), которая дости-

гает значений  $\Pi_r \approx 10^{-3} \text{ Вт/м}^2$ . Длительность  $\Delta t$  СВ варьируется от 1 до 30 мин. При  $\Delta t \approx 10^3 \text{ с}$  поток энергии рентгеновского диапазона составляет около  $1 \text{ Дж/м}^2$ . Под действием рентгеновской вспышки увеличивается скорость ионизации молекул газа на величину порядка

$$\Delta q = \frac{\Pi_r}{\varepsilon_r H},$$

где  $\varepsilon_r \approx 2 \cdot 10^{-16} \text{ Дж}$  – энергия фотона с длиной волны  $\lambda = 1$  нм. Здесь для простоты пренебрегается поглощением солнечного излучения в атмосфере и считается, что зенитный угол равен нулю градусов. Вычисленное таким образом значение  $\Delta q$  представляет собой оценку сверху. При  $H \approx 10$  км имеем  $\Delta q = 5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . При таких значениях  $\Delta q$  электронная концентрация в Е-области возрастает на 10 – 100 %, а в D-области ионосферы – на сотни процентов и более [122]. После этого начинаются вторичные процессы, подобные тем, что имеют место при прохождении СТ (см. выше).

СВ сопровождаются также выбросом высокоэнергичных корпускул (протонов с энергиями 10 –  $10^2$  МэВ). Протонные вспышки (их частота составляет около 10 % от всех СВ) приводят к увеличению концентрации электронов в полярной шапке на 1 – 2,5 порядка, резкому усилению поглощения в этой области и перестройке процессов в подсистемах системы ЗАИМ.

Потоки электронов с энергиями 1 – 30 кэВ и плотностью  $\Pi_e$  вызывают существенный рост  $N$  соответственно на высотах 140 – 90 км. При этом

$$\Delta q \approx \frac{\Pi_e \varepsilon_e}{2H \varepsilon_i}, \quad \frac{N}{N_0} = \sqrt{1 + \frac{\Delta q}{q_0}}, \quad (13.27)$$

где  $\varepsilon_i \approx 35 \text{ эВ}$  – энергия, затрачиваемая на один акт ионизации молекул корпускулами,  $q_0 = \alpha_{r0} N_0^2$  – скорость образования электронов в невозмущенных условиях,  $\alpha_{r0}$  – коэффициент ре-

комбинации электронов. При сильных потоках электронов  $\Delta q \gg q_0$ ,

$$N \approx \sqrt{\frac{\Pi_e \varepsilon_e}{2N\alpha_{r0} \varepsilon_i}}. \quad (13.28)$$

Например, при  $\varepsilon_e \approx 35$  кэВ,  $\Pi_e = 10^{12} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $\alpha_{r0} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  имеем  $N = 5 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ . В естественных условиях на высоте около 90 км  $N_0 \approx 10^{10} \text{ м}^{-3}$  днем и на порядок меньше ночью. Таким образом, высыпаящиеся электроны способны увеличить  $N$  на несколько (два – три) порядков, а значит и инициировать описанный выше механизм ионосферно-магнитосферного взаимодействия. Эти частицы приводят также к заметному нагреву атмосферы. Температура газа увеличивается на величину

$$\Delta T_a \approx \frac{\Pi_e \varepsilon_e \Delta t}{c_p \rho H}. \quad (13.29)$$

Например, при  $\Pi_e = 10^{12} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $\varepsilon_e \approx 30$  кэВ,  $\Delta t = 2 \cdot 10^4$  с, на высотах 100 и 120 км  $\Delta T_a$  составляет 10 и 100 К соответственно. Такие вариации  $\Delta T_a$  вызывают генерацию АГВ, распространяющихся преимущественно из высоких широт к экватору (см., например, [122, 123]).

### 13.9. Геокосмические бури

Нестационарные потоки солнечного ветра, выбросы коронального вещества вызывают самую значительную перестройку процессов в системе ЗАИМ (см., например, [11, 12 124 – 139]). Схема основных процессов показана на рис. 2.2. Оказывается, что около 2/3 от всего числа магнитных бурь порождаются магнитными облаками и областями сжатия на границе разноскоростных потоков. Эти возмущения в солнечном ветре приводят к сильным магнитным бурям ( $\Delta B > 100$  нТл). Для магнитного облака значения плотности потока энергии  $\Pi_p$  могут достигать  $3 \cdot 10^{-4}$  и  $3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м}^2$  для магнитной и кинетиче-

ской энергий соответственно. Сами энергии составляют  $10^{17}$  и  $10^{20}$  Дж, мощности приближаются к значениям  $3 \cdot 10^{12}$  и  $3 \cdot 10^{14}$  Вт.

Геокосмическая буря, как уже отмечалось, представляет собой совокупность магнитной, ионосферной, атмосферной и, вообще говоря, электрической бурь. Их энергетика – велика (табл. 13.5, см. также [19]).

Таблица 13.5

#### Энергетические характеристики геокосмической бури

Область геокосмоса	Энергия, Дж	Мощность, Вт	Продолжительность, с	Относительное изменение энергии	Примечание
Магнитосфера	$10^{16}$ $10^8 - 10^{10}$	$10^{12}$ $10^4 - 10^6$	$10^4$ $10^4 - 10^5$	$10^{-2}$ $10^2 - 10^4$	Энергия магнитного поля Энергия электрического поля
Ионосфера	$10^{12}$ $10^5 - 10^7$	$10^8$ $10 - 10^3$	$10^4$ $10^4 - 10^5$	$\pm 1$ $10^2 - 10^4$	Тепловая энергия Энергия электрического поля
Термосфера	$10^{15}-10^{17}$	$10^{11} - 10^{13}$	$10^4 - 10^5$	$10^{-3} - 10^{-1}$	Тепловая энергия

Энергию магнитной бури (МБ) можно оценить по возмущению индукции геомагнитного поля  $B$ . Так как плотность магнитной энергии  $\varepsilon_M \propto B^2$ , то

$$\Delta E_M = 2E_{M0} \frac{\Delta B}{B_0},$$

где  $E_{M0} \approx 0,8 \cdot 10^{18}$  Дж – энергия невозмущенного магнитного поля Земли. Поскольку максимальные значения  $\Delta B$  достигают  $0,02B_0$ , максимальная энергия МБ не превышает  $3 \cdot 10^{16}$  Дж (табл. 13.6, табл. 13.7). Как видно из табл. 13.6, бурей имеет смысл именовать возмущения магнитного поля с  $\Delta B \geq 20$  нТл ( $K_p \geq 3$ ).

Начало ионосферной бури обязано деформации дневной стороны магнитосферы, которое вызывает интенсивное высы-

пание мягких (с энергиями 50 – 200 эВ) электронов из дневных граничных слоев в область каспа. Плотность потока электронов может приближаться к значениям  $\Pi_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При площади каспа  $10^{12} \text{ м}^2$  и продолжительности высыпаний  $\Delta t \approx 10^4 \text{ с}$  получаем значения мощности  $\sim 10^9 \text{ Вт}$  и энергии  $\sim 10^{13} \text{ Дж}$ . Высыпающиеся электроны производят дополнительную ионизацию и нагрев атмосферы в области каспа. Согласно соотношениям (13.27), (13.28) и (13.29) на высотах  $z \approx 200 - 300 \text{ км}$   $\Delta q \sim 10^9 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $N$  увеличивается на сотни процентов, температура газа – на десятки – сотню кельвинов. При оценках  $\Delta T_a$  полагалось, что характерное время теплопроводности  $5 \cdot 10^2 - 4 \cdot 10^3 \text{ с}$  для  $z \approx 300 - 200 \text{ км}$  соответственно. При этом активно генерируются сильные (нелинейные) ВГВ и солитоны. Эти волны распространяются в основном в направлении к экватору. Нелинейные ВГВ приобретают пилообразный профиль (см., например, [113]). Нагрев термосферы обуславливает изменение циркуляции и скоростей химических реакций и, в частности, увеличение отношения концентраций  $O$  и  $N_2$ . Все это способствует возникновению положительной фазы ионосферных бурь (см., например, [125]).

После того как солнечный ветер достигает хвоста магнитосферы, в нем развивается следующий комплекс процессов: происходит ускорение частиц в граничных слоях хвоста, усиливаются продольные магнитосферные токи и замыкающие их ионосферные токи, возрастает кольцевой ток в ионосфере, который и обуславливает вариации  $\Delta B$  (точнее, так называемые  $D_{st}$  вариации), т. е. собственно МБ, активизируется высыпание авроральных электронов, возрастает  $N$ , усиливается джоулев нагрев плазмы в авроральной ионосфере, возмущаются термосферная циркуляция и скорости химических реакций. За отрицательную ионосферную бурю ответственны подъем ионосферной плазмы, изменения концентраций нейтральных частиц и возбуждение колебательных уровней молекул азота и

кислорода, вариации ионосферно-магнитосферного электрического поля, а также другие процессы.

Таблица 13.6

**Характеристики магнитной бури (ориентировочные значения).  
При  $K < 3$  имеют место незначительные флуктуации,  
а при  $K \geq 3$  – буря**

$K$ -индекс	$\Delta B$ , нТл	$\Delta t$ , ч	$\Delta E_M$ , Дж	$P_M$ , Вт	Качественная характеристика
0	< 3	1	$(1 - 1,5) \cdot 10^{14}$	$(2,8 - 4,2) \cdot 10^{10}$	Крайне слабое возмущение
1	3 – 5	1 – 2	$(1,5 - 2,5) \cdot 10^{14}$	$(2,1 - 7) \cdot 10^{10}$	Сверхслабое возмущение
2	5 – 10	1 – 2	$(2,5 - 5) \cdot 10^{14}$	$(3,5 - 14) \cdot 10^{10}$	Очень слабое возмущение
3	10 – 20	1 – 2	$(0,5 - 1) \cdot 10^{15}$	$(0,7 - 2,8) \cdot 10^{11}$	Слабая буря
4	20 – 40	1 – 2	$(1 - 2) \cdot 10^{15}$	$(1,4 - 5,6) \cdot 10^{11}$	Весьма умеренная буря
5	40 – 70	2 – 3	$(2 - 3,5) \cdot 10^{15}$	$(1,9 - 4,8) \cdot 10^{11}$	Умеренная буря
6	70 – 120	3 – 4	$(3,5 - 6) \cdot 10^{15}$	$(2,5 - 5,6) \cdot 10^{11}$	Сильная буря
7	120 – 200	4 – 5	$(0,6 - 1) \cdot 10^{16}$	$(3,4 - 7,7) \cdot 10^{11}$	Очень сильная буря
8	200 – 330	5 – 10	$(1 - 1,7) \cdot 10^{16}$	$(2,8 - 9,5) \cdot 10^{11}$	Сверхсильная буря
9	330 – 500	6 – 12	$(1,7 - 2,5) \cdot 10^{16}$	$(0,4 - 1,2) \cdot 10^{12}$	Крайне сильная буря

Таблица 13.7

**Характеристики фаз крайне сильной магнитной бури**

Фаза	Начальная	Основная	Восстановительная
$\Delta t$ , ч	1 – 2	6 – 12	24 – 48
$\Delta B$ , нТл	20	500	400
$\Delta E_M$ , Дж	$1,1 \cdot 10^{15}$	$2,7 \cdot 10^{16}$	$2,2 \cdot 10^{16}$
$P_M$ , Вт	$1,5 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{11} - 1,3 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{11} - 2,5 \cdot 10^{11}$

За окончанием МБ возникают эффекты последствия, природа которых окончательно не установлена (см., например, [125]). Наиболее яркий из них – среднеширотное высыпание релятивистских электронов, энергия и плотность потока которых достигает значений  $\sim 1 \text{ МэВ}$  и  $10^9 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При этом на вы-

сотах  $z \geq 40$  км значительно увеличиваются  $\Delta q$  и  $N$ . Например, при  $\Pi_e = 10^9 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $\Pi_p = 1,6 \cdot 10^9 \text{ Вт/м}^2$ ) получим  $\Delta q \approx 2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $N \approx 10^{10} \text{ м}^{-3}$  на высотах 40 – 60 км. Если высыпание электронов имеет место на площади  $3 \cdot 10^{14} \text{ м}^2$ , то суммарная мощность и энергия этого процесса порядка  $5 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$  и  $5 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{16} \text{ Дж}$  (при продолжительности высыпаний 1 – 10 суток). Их энергетика сопоставима с энергетикой умеренной или сильной МБ (табл. 13.6).

Многие из описанных эффектов геокосмических бурь наблюдались нами в среднеширотной ионосфере [15 – 18, 126 – 139]. Важно, что во время бурь среднеширотная ионосфера приобретает черты высокоширотной ионосферы: становится резко нестационарной, в ней генерируются (усиливаются) плазменные неоднородности, на 1 – 2 порядка величины усиливается напряженность ионосферно-магнитосферного электрического поля, главный ионосферный провал сдвигается до широты, близкой к  $50^\circ$ , высыпание частиц и полярные сияния возникают на широте Харькова и даже Крыма и т. п.

В качестве примера на рис. 13.1 показаны результаты наблюдения магнитоионосферных возмущений, свидетельствующих о взаимосвязи процессов в системе ЗАИМ. Измерения вертикальной составляющей скорости движения плазмы выполнены методом некогерентного рассеяния вблизи г. Харьков, а флуктуации горизонтальной составляющей индукции геомагнитного поля – вблизи г. Иркутск [133, 144].

### 13.10. Метеорные потоки

Роль метеорных потоков в системе ЗАИМ, конечно, не может сравниваться с ролью возмущений солнечного ветра. Однако при определенных условиях метеорные потоки могут приводить к заметным возмущениям атмосферы и ионосферы на высотах  $z \sim 50 - 120$  км. Ранее в основном изучались процессы, вызванные отдельными метеорами (см., например,

[142]). Хорошо известно, что метеорные тела способны создавать сильные кратковременные и локализованные возмущения. Для изучения процессов в системе ЗАИМ представляют интерес длительные усредненные крупномасштабные возмущения и стимулированные ими вторичные эффекты, способные вызвать перестройку взаимодействия подсистем. Таких возмущений следует ожидать при усилении метеорных потоков и, особенно, в течение сильнейших метеорных дождей.

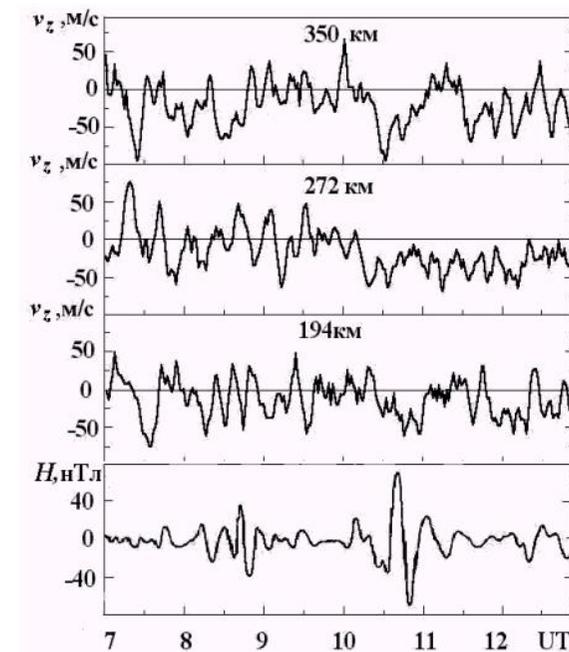


Рис. 13.1. Магнитоионосферные волновые возмущения, сопровождавшие геокосмическую бурю 25 сентября 1998 г.

Приведем результаты наших оценок усредненных эффектов (табл. 13.8). При расчетах полагалось, что фоновый поток метеоров описывается известным законом [143]:

$$\Pi_m = \frac{A_m}{m_m^{\gamma_m}},$$

где  $A_m = 10^{-18,85}$  (в системе СИ),  $\gamma_m = 1,25$ . Этот эмпирический закон справедлив для масс метеоров  $m_m = 10^{-9} - 10^{-1}$  кг. Далее, закон применялся в диапазоне масс  $10^{-10} - 1$  кг. Считалось также, что скорость метеоров относительно Земли равна 70 км/с, коэффициент преобразования кинетической энергии в акустическую (в энергию АГВ) порядка 1%. При расчетах принималось, что в ночной нижней Е-области  $N = 2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$ , эффективный коэффициент рекомбинации  $3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . В табл. 13.8  $\Pi_m$  – плотность потока частиц с массой не менее  $10^{-10}$  кг,  $\Delta m$  – приток массы метеорного вещества.

Оказалось, что плотность потока массы метеорного вещества пропорциональна  $m_{\min}^{1-\gamma_m}$  (это же справедливо для плотности потока кинетической энергии). В то же время изменение скорости ионизации  $\Delta q \sim m_{\min}^{2/3-\gamma_m}$ . Эти эффекты определялись в основном потоком частиц с  $m_{\min} = 10^{-10} - 10^{-9}$  кг. Из табл. 13.8 следует, что метеорный фон в среднем создает лишь очень незначительные возмущения в Е-области ионосферы. Усилившийся в  $10^3$  раз метеорный поток приведет к заметным изменениям температуры газа и к значительной дополнительной ионизации в этой области. Сильнейший метеорный дождь (например, при прохождении потока Драконид) способен увеличить  $N$  в Е-области ионосферы в десятки – тысячи раз днем и ночью соответственно. Продолжительность этого процесса, однако, не превышает 15 мин.

Плотность потока энергии излучения акустических волн и ВГВ становится ощутимой лишь при выпадении сильнейшего метеорного дождя.

Естественно, метеорные потоки могут непосредственно заплять верхнюю атмосферу и вызывать оптические эффекты, подобные тем, что имеют место при извержениях вулканов.

Следовательно, в отдельных случаях увеличение  $N$  и  $T_a$  в Е-области ионосферы может привести к перестройке взаимодействий подсистем в системе ЗАИМ.

Совсем к другим по величине эффектам в обсуждаемой системе приведет падение крупных космических тел. Эти эффекты рассматриваются, например, в работах [144, 145].

Таким образом, явления, связанные со значительным энерговыделением в системе ЗАИМ, приводят к перестройке взаимодействия всех ее подсистем, к нелинейности процессов, срабатыванию триггерных механизмов высвобождения энергии, к эффектам “последствия” и т. п.

Таблица 13.8

Усредненные эффекты метеорных потоков

Метеорный источник	$\Delta t$ , с	$\Pi_m$ , $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Pi_p$ , $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$	$\Pi_a$ , $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$	$\Delta q$ , $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Delta N$ , $\text{м}^{-3}$	$\Delta m$ , кг	$\Delta T_a$ , К
Фон	$10^5$	$5 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^4$	$10^7$	$3 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^{-2}$
Поток	$10^5$	$5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^6$	25
Сильнейший дождь	$10^3$	$5 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^6$	25

## Глава 14

### АКТИВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В СИСТЕМЕ ЗАИМ

Активные эксперименты (АЭ) оказались удобными для изучения как системы ЗАИМ в целом, так и взаимодействия ее подсистем. При этом становится возможным дозировать величину энерговыделения, выбирать для него место и время, что обычно невозможно при исследовании естественных процессов в системе ЗАИМ [15 – 18, 146]. Перечень источников, используемых в АЭ, и их основные параметры приведены в работах [15 – 19]. Ниже рассмотрим только некоторые из них.

### 14.1. Мощное радиоизлучение

Этот источник весьма удобен для проведения АЭ, поскольку он оказывает только электромагнитное воздействие на плазму и является экологически “чистым”. Воздействию мощного радиоизлучения (МР) на ионосферную и магнитосферную плазму посвящено большое количество работ (см., например, [147 – 150]).

Воздействуя МР на ионосферу и магнитосферу, можно существенно влиять на процессы в системе ЗАИМ и ее подсистемах. Для этой цели пригодны радиотехнические установки, излучающие в диапазоне от 1 кГц до 1 ГГц [151, 152]. Однако есть предпочтительные диапазоны радиоволн. К ним относятся следующие: 1)  $f \approx 10 - 100$  кГц (гирорезонанс для волны необыкновенной поляризации в магнитосфере), 2)  $f \approx 1,5$  МГц (гирорезонанс для волны необыкновенной поляризации в нижней ионосфере), 3)  $f \approx 3 - 10$  МГц (верхний гибридный резонанс (ВГР) в области F ионосферы).

Рассмотрим эффекты воздействия МР подробнее.

Описываемые эффекты базируются на построенной нами численной модели нестационарного взаимодействия МР с ионосферной и магнитосферной плазмой. Расчеты выполнены для широкого диапазона эффективных мощностей, включая и значения, близкие к предельным [152]. В качестве исходных использовались уравнения баланса температуры электронов, концентрации электронов  $N$ , положительных и отрицательных ионов  $N^\pm$ , а также укороченное уравнение для электрического поля радиоволны. Данные моделирования соответствовали результатам экспериментов, проведенных нами в средних и высоких широтах [153 – 155], а также результатам других исследователей (см., например, [150] и ссылки там).

*ОНЧ-нагрев.* Взаимодействию мощного ОНЧ-излучения с магнитосферной плазмой уделялось значительное внимание (см., например, [149] и ссылки там). При этом, как правило,

частота волны  $f \approx f_B$ , т. е. рассматривалось резонансное циклотронное взаимодействие магнитосферных электронов с радиоволной. Условие резонанса выполняется в ограниченной области пространства. Здесь имеет место когерентное взаимодействие волн, генерация циклотронной неустойчивости, турбулизация и нагрев плазмы. Вследствие значительной теплопроводности электронного газа постепенно нагревается вся силовая трубка, включающая возмущенный объем плазмы, и величина возмущений становится достаточно малой. Для резонансного воздействия достаточно поглощаемой мощности радиоволны  $P_{ab} \sim 0,1 - 1$  МВт.

В работах [151, 152] кратко описаны результаты расчета омического нагрева электронов в ионосфере и магнитосфере при нерезонансном взаимодействии радиоволн необыкновенной поляризации с частотами  $f \sim 1$  кГц – 1 МГц. Показано, что в дневное время при  $P_{ab} = 10$  МВт и при использовании оптимальной частоты  $f_0 \sim 10$  кГц увеличение температуры электронов  $\Delta T_e \sim 10^3$  К в магнитосфере и  $\sim 0,1 - 10$  К в ионосфере. В ночное время  $f_0 \sim 0,1$  МГц, а  $\Delta T_e \sim 10^3$  К в нижней части ионосферы и  $\sim 100 - 300$  К в средней и внешней ионосфере, а также в магнитосфере (табл. 14.1). Тепловые возмущения носят нестационарный характер (характерное время  $\sim 10^3$  с). Это обусловлено существенным различием времени становления  $T_e$  и  $N$ . Вначале нагревается ионосфера (за время  $10^{-2} - 10^2$  с соответственно на высотах 60 – 1000 км) и вершина магнитной силовой трубки (за время  $\sim 10^3$  с). Затем часть тепла распространяется от вершины трубки к ее основанию ( $z \sim 1000$  км). Время распространения зависит от длины силовой линии и составляет не менее нескольких тысяч секунд.

Нагрев плазмы приводит к росту концентрации электронов в нижней ионосфере (до десятков процентов) и ее уменьшению на высотах  $z \geq 200 - 250$  км (тоже до десятков процентов).

Описанные первичные процессы приводят к изменению параметров подсистем, нарушению их взаимодействия и к по-

явлению вторичных процессов (модуляции ионосферных токов, генерации электромагнитных полей, высыпанию энергичных электронов из магнитосферы и др.).

Таблица 14.1

Результаты расчета величины изменения температуры электронов  $\Delta T_e$  для различных областей геокосмоса ( $L = 2$ )

$f$ , кГц	$z$ , км	$\Delta T_e$ , К (День)	$\Delta T_e$ , К (Ночь)	Примечание
1	75	0,3	10	Коэффициент прохождения $k_1 = 0,1$ ; фактор нелинейного поглощения $k_2 \approx 1$ ночью и $k_2 \approx 0,3 - 0,7$ днем
	110	$3 \cdot 10^{-3}$	0,2	
	300	$3 \cdot 10^{-3}$	0,1	
	1000	$2 \cdot 10^{-2}$	0,1	
	6400	3	1	
10	75	15	150	$k_1 = 0,1$ ; $k_2 \approx 0,95 - 0,98$ ночью и $k_2 \approx 0,1 - 0,5$ днем
	110	0,1	30	
	300	0,2	1	
	1000	2	10	
	6400	$10^3$	100	
100	75	80	700	$k_1 = 0,4$ ; $k_2 \approx 0,92 - 0,98$ ночью и $k_2 \approx 10^{-3} - 0,2$ днем
	110	0,4	250	
	300	0,1	30	
	1000	0,2	300	
	6400	30	$4 \cdot 10^3$	
1000	75	Пренебрежимо мало	$2,5 \cdot 10^3$	$k_1 = 1$ ночью и $k_1 = 0,4$ днем; $k_2 \approx 4 \cdot 10^{-3} - 1$ ночью. Существенно самовоздействие радиоволны
	110		$4,1 \cdot 10^3$	
	300		$10^2$	
	1000		$3,4 \cdot 10^2$	
	6400		$10^2$	

*Гирорезонансный нагрев.* Изложим кратко результаты моделирования взаимодействия МР на гирочастоте электронов с

плазмой нижней ионосферы. Процесс нагрева электронов является нестационарным. Сначала (при  $t \leq 0,1 - 1$  с)  $T_e$  увеличивается и достигает первого квазистационарного значения. При этом  $N \approx N_0$ . Затем начинается уменьшение  $N$ , обусловленное активизацией процесса прилипания электронов, уменьшается поглощение радиоволны и  $T_e$  возрастает, а при  $t \sim 1 - 10$  с достигает второго квазистационарного значения. Однако при  $t > 10 - 10^2$  с  $T_e$  уже начинает уменьшаться из-за роста  $N$  в результате замедления процесса рекомбинации электронов и роста нелинейного поглощения радиоволны. При  $t \approx 10^4$  с  $T_e$  принимает стационарное значение.

Профиль  $\Delta T_e(z)$  имеет максимум в D-области ионосферы. Здесь величина  $\Delta T_e/T_{e0}$  достигает гигантских значений, близких к 50 – 60 при  $PG = 10$  ГВт ( $P$  – мощность радиопередающего устройства,  $G$  – коэффициент усиления антенны). Заметим, что близкие оценки  $\Delta T_e/T_{e0} \approx 20 - 40$  при  $PG = 1$  ГВт получены авторами работы [156]. В наших расчетах высота максимума  $\Delta T_e$  увеличивается от 70 – 78 км до 80 – 85 км днем и ночью соответственно. Интересно, что при  $PG \approx 0,1 - 10$  ГВт оба стационарных уровня  $\Delta T_e$  сливаются в один. В ночное время величина  $\Delta T_e$  несколько больше, чем днем, однако концентрация электронов при этом крайне незначительна.

Процесс возмущения  $N$  и  $N^{\pm}$  также нестационарен. Сначала  $N$  уменьшается на десятки процентов и через 1 – 50 с достигает квазистационарного значения. Стационарное состояние с  $N > N_0$  наступает спустя  $10^2 - 10^4$  с.

Минимальное возмущение  $N$  имеет место при  $z = 70 - 50$  км днем и  $z = 75 - 50$  км ночью для  $PG = 0,1 - 10$  ГВт соответственно. Максимальное возмущение  $N$  возникает на высотах 70 – 80 км для дня и ночи и зависит от  $PG$ . От эффективной мощности также зависит характер возмущений  $N$ . Во-первых, с ростом  $PG$  увеличиваются значения  $N_{\min}$  (для  $PG < 1$  ГВт) и  $N_{\max}$ , первое из них составляет  $(0,9 - 0,7)N_0$ , а второе – около  $(1,04 - 6)N_0$  для  $PG \approx 1 - 10^3$  МВт. Во-вторых,

при  $PG \approx 0,1 - 10$  ГВт ожидается подавление процесса прилипания электронов и  $N \approx N_0$ . В-третьих, при  $PG \geq 1$  ГВт появляются две области с увеличенными значениями  $N$ . Первая возникает через  $\sim 0,01$  с и со временем перемещается вверх, а вторая – через  $\sim 10^2$  с и движется вниз. Примерно через  $10^4$  с обе области сливаются в одну. При этом  $N/N_0 \approx 5 - 6$  для  $PG = 1 - 10$  ГВт.

*Резонансный нагрев.* Рассмотрим возмущения ионосферной плазмы декаметровыми радиоволнами обыкновенной поляризации. Волна отражается на высоте, где плазменная частота  $f_p = f$ . На уровне, где плазменная частота равна  $(f^2 - f_B^2)^{1/2}$ , имеет место ВГР [157]. Вертикально падающая волна накачки, рассеиваясь на затравочных неоднородностях электронной концентрации, передает свою энергию медленным плазменным волнам. Неоднородности  $N$  усиливаются, и интенсивность рассеянной волны увеличивается. В результате этого развивается тепловая параметрическая неустойчивость, энергия волны накачки диссипирует, а плазма нагревается. Такая диссипация получила название аномального поглощения. Около 86 % дошедшей до уровня ВГР энергии поглощается в слое плазмы толщиной  $2L_a$ . Можно показать, что максимальное значение  $L_a$  достигает величины:

$$L_a = \frac{e}{\pi^2} \frac{c}{f} \left( \frac{\delta N}{N} \right)^{-2} \left( \frac{f_B}{f} \right)^{5/2},$$

где  $e \approx 2,71828$ ,  $\delta N/N \approx 10^{-2}$  – относительная концентрация электронов в неоднородности. Важно, что  $L_a \sim f^{-7/2}$ . При  $f \approx 3 - 10$  МГц толщина  $L_a \approx 70 - 1$  км соответственно.

Оказывается, что эффективность нагрева в области ВГР примерно в 6 – 7 раз больше, чем проходящим излучением с теми же параметрами.

Величина нагрева электронов  $\theta = T_e/T_{e0}$  существенно зависит от времени суток и ориентации диаграммы направленности по отношению к геомагнитному полю. При вертикальном

зондировании для низких и средних, а также высоких широт величину  $\theta$  можно оценить соответственно из соотношений:

$$\theta^{-3/2} (\theta - 1) \frac{L_{\perp} \sin \alpha + 2L_{T0} \theta^2}{L_{\perp} \sin \alpha + 2L_{T0}} = \frac{\Pi_{ab}}{\Pi_{c1}}, \quad (14.1)$$

$$\theta^{-3/2} (\theta - 1) \frac{L_a + L_{T0} \theta^2}{L_a + L_{T0}} = \frac{\Pi_{ab}}{\Pi_{c2}}, \quad (14.2)$$

где  $L_{\perp} \approx z \Delta \alpha$ ,  $\Delta \alpha$  – ширина диаграммы направленности антенны,  $L_{T0} = (\kappa_{e0} t_{T0})^{1/2}$  – масштаб теплопроводности,  $\kappa_{e0}$  – коэффициент температуропроводности,  $t_{T0} = (\delta_0 \nu_0)^{-1}$  – время становления  $T_e$ ,  $\nu_0$  – частота соударений электронов с ионами,  $\delta_0 \approx 10^{-4}$  – относительная доля энергии, теряемая при одном соударении,  $\Pi_{ab} = \eta_{ab} PG / 4\pi z^2$  – плотность потока поглощаемой энергии радиоволны на высоте  $z$ ,  $\eta_{ab}$  – коэффициент, учитывающий потери мощности вне области аномального поглощения волны,  $\alpha$  – угол между волновым вектором и вектором индукции геомагнитного поля,  $\Pi_{c1,2}$  – критическая плотность потока энергии, служащая мерой степени нагрева электронов (индекс 1 соответствует низким и средним широтам, а индекс 2 – высоким широтам). При  $N \approx N_0$  имеем

$$\Pi_{c1} \approx 2\varepsilon_{e0} N_0 L_a t_{T0}^{-1} (\sin \alpha + 2L_{T0} / L_{\perp}),$$

$$\Pi_{c2} \approx 2\varepsilon_{e0} N_0 (L_a + L_{T0}) t_{T0}^{-1},$$

где  $\varepsilon_{e0} = 3kT_{e0}/2$  – тепловая энергия электрона. В уравнениях (14.1), (14.2) учтено, что потери тепла, связанные с соударениями электронов и их теплопроводностью, примерно равны. Кроме того, считалось, что длительность воздействия  $\tau$  намного больше времени нагрева электронов  $t_T = t_{T0} \theta^2 \approx 1 - 2$  мин, но меньше времени диффузии плазмы  $t_D = L_D^2 / D_a$ , где  $L_D$  – характерный масштаб диффузии,  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии. Обычно на высотах 300 – 350 км  $t_D \approx 15 - 5$  мин соответственно.

Для обеспечения  $\theta = 2$  потребуются потоки  $\Pi_{ab}$ , результаты оценок которых приведены в табл. 14.2. Считалось, что

$G = 185$ ,  $\eta_{ab} \approx 0,7$  и  $0,1$  ночью и днем. Из табл. 14.2 видно, что значения  $\Pi_{ab}$  в ночное время слабо зависят от широты и составляют около  $10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup>. В дневное время  $\Pi_{ab}$  примерно равны  $10^{-5}$  и  $3 \cdot 10^{-4}$  Вт/м<sup>2</sup> для низких и высоких широт соответственно. В первом случае  $PG \approx 10 - 15$  МВт, а во втором – порядка 100 и 5600 МВт. Это означает, что большие возмущения  $T_e$ , а при  $\tau \geq t_D$  и  $N$ , легко достигаются в ночное время и затруднены или невозможны при существующих энергетических потенциалах радиосистем в дневное время.

Например, в условиях низкоширотной ионосферы, при  $f = 3,175$  МГц и сравнительно небольшом значении  $PG = 60$  МВт наши оценки дают, что в ночное время  $\theta \approx 3$ . В работе [158] действительно обнаружены такие значительные возмущения температуры электронов ( $T_{e0} \approx 800$  К,  $T_e = 2400$  К). Нагрев вызвал также вытеснение плазмы на высотах 250 – 400 км, при этом  $N$  уменьшалось до  $N_{\min} \approx 0,3N_0$ .

Таблица 14.2

**Требуемые значения плотности потока поглощаемой мощности и эффективной мощности радиосистемы для увеличения температуры электронов в области ВГР в два раза**

$\alpha$	Время суток	$f$ , МГц	$\Pi_{cs}$ , Вт/м <sup>2</sup>	$\Pi_{ab}$ , Вт/м <sup>2</sup>	$PG$ , МВт	$N_0$ , м <sup>-3</sup>	$T_{e0}$ , К	$t_{70}$ , с
0°	Ночь	3,2	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-6}$	12	$10^{11}$	800	12
	День	10	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	5600	$1,1 \cdot 10^{12}$	2000	6
30°	Ночь	3,2	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	20	$10^{11}$	800	12
	День	10	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	2400	$1,1 \cdot 10^{12}$	2000	6
60°	Ночь	3,2	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	22	$10^{11}$	800	12
	День	10	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	1900	$1,1 \cdot 10^{12}$	2000	6
90°	Ночь	3,2	$9,0 \cdot 10^{-6}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$	14	$10^{11}$	800	12
	День	10	$9,5 \cdot 10^{-6}$	$9,3 \cdot 10^{-6}$	110	$1,1 \cdot 10^{12}$	2000	6

Сильный нагрев электронов в ночное время приводит к генерации и распространению из низкоширотной ионосферы тепловой волны с резким градиентом температуры  $T_e$  на ее переднем фронте [157]. Скорость этой волны при достаточно больших  $\theta$  можно оценить по формуле:

$$u = \frac{\Pi_{ab}}{\Pi_c} \frac{L_a}{(\theta - 1)t_c} = \frac{\Pi_{ab}}{\Pi_c} \frac{L_a \theta^{5/2}}{(\theta - 1)t_{c0}},$$

где  $t_c = t_{c0} \theta^{5/2}$  – время становления  $T_e$  за счет теплопроводности. Для ночных условий при  $\Pi_{ab}/\Pi_c \approx 1,5 - 2,4$ ,  $t_{c0} \approx 60$  с,  $L_a = 60$  км имеем  $\theta \approx 3 - 4$  и  $u \approx 10 - 20$  км/с. Такое значение  $u$  соответствует результатам численных расчетов [157].

Вытеснение плазмы из нагретой области приведет к “продавливанию” ночной ионосферы мощным радиоизлучением и опустошению плазмосферы, а также к генерации уединенной нелинейной ионно-звуковой волны сжатия. Ее скорость равна [157]:

$$v(N) = c_{si} (1 + \ln N/N_0),$$

где  $c_{si} = \sqrt{k(T_e + T_i)/m_i}$ . В плазмосфере  $c_{si} \approx 5$  км/с, а  $v(N) \approx 10$  км/с при  $N/N_0 \approx 3$ .

В дневных условиях в F-области ионосферы  $\Delta T_e/T_{e0} \approx 0,2 - 0,3$ , а  $N/N_0 \approx 0,9$ , поэтому описанные выше эффекты отсутствуют [159]. Днем главным процессом является увеличение плотности потока плазмы из ионосферы в плазмосферу от  $5 \cdot 10^{11}$  до  $2 \cdot 10^{12}$  м<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> из ионосферы в плазмосферу и значительное обогащение последней [157].

В условиях среднеширотной ионосферы эффекты в целом подобны, но есть и отличия, связанные со значительной длиной магнитной силовой трубки [159]. Во-первых, в плазмосфере не ожидается появление тепловой волны, достигающей сопряженной ионосферы даже при  $PG = 1000$  МВт. Во-вторых, время распространения ионно-звуковой волны сжатия увеличивается до  $4 \cdot 10^3$  с, т.е. на порядок. В-третьих, размер области опустошенной плазмосферы не превышает 1/3 длины силовой

трубки. Ясно, что перечисленные особенности еще сильнее должны проявиться в высоких широтах.

В работе [160] описан эффект магнитного зенита. Этот эффект заключается в сильном увеличении возмущения параметров ионосферы, когда мощный пучок радиоволн в результате нелинейного процесса заперт в каверне и направлен примерно вдоль силовых линий. Эффект обусловлен самофокусировкой радиоволны на вытянутых неоднородностях ионосферы и ее аномальным нагревом. Последний приводит к образованию каверны с характерным размером в сотни километров. Важно, что эффект магнитного зенита сопровождается потоком сверхтепловых электронов с энергией около 10 эВ и плотностью  $\Pi_e \sim 10^{12} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$  в магнитосферу, искусственной “авророй” на высотах  $z \approx 300 \text{ км}$ .

*Нерезонансный ВЧ-нагрев.* При поглощении радиоволны с той же частотой (3 – 10 МГц) ниже уровня ВГР эффекты качественно отличаются. В дневное время основная мощность радиоволны диссипирует в D-области ионосферы. Здесь при  $PG = 0,1 - 1 \text{ ГВт}$   $\theta \approx 50 - 60$ , а  $N/N_0 \approx 7 - 8$ , т. е. также ожидаются гигантские возмущения, близкие к предельно возможным. В то же время в E- и F-областях эти возмущения не превышают нескольких сотен и десятков процентов соответственно. Примерно такие же возмущения должны иметь место и в ночное время, хотя величина коэффициента поглощения уменьшается почти на порядок. Как и при воздействии радиоволны на гирочастоте, процессы возмущения  $T_e$ ,  $N$  и  $N^\pm$  нестационарны. Это связано с существенным различием времен становления  $T_e$  и  $N$ , а также с различной скоростью химических реакций [151, 152].

*ОВЧ-, УВЧ- и СВЧ-нагрев.* При увеличении частоты радиоволны ее коэффициент поглощения убывает примерно как  $f^{-2}$ . Поэтому для воздействия на ионосферу радиосистемы с  $f \geq 10 \text{ МГц}$  практически не применяются. При этом, однако, необходимо иметь в виду, что и направленность антенны быстро

растет с ростом частоты ( $G \sim f^2$ ). Поэтому относительный энергетический потенциал, определяющий степень воздействия на околоземную плазму и равный  $PG/f^2$  (при  $f \geq 10 \text{ МГц}$ ), от частоты практически не зависит. Именно на это обратил внимание автор книги в начале 1970-х гг. и показал, что существовавшие тогда радиосистемы метрового и дециметрового диапазонов ( $f = 30 - 3000 \text{ МГц}$ ) способны вызывать очень значительные возмущения  $T_e$ . Так, при  $P = 4 - 6 \text{ МВт}$  и  $G = 10^4 - 10^5$  температура электронов  $T_e$  в нижней ионосфере должна увеличиваться в 20 – 40 раз, в E- и F-областях – в 2 – 4 и 1,1 – 1,5 раза соответственно. Поскольку радиосистемы указанных диапазонов являлись радаром с длительностью импульса  $\tau$  менее 2 – 3 мс, величина возмущения  $N$  для них не может превышать 1 – 10 %.

*Стохастический нагрев.* Эффективность нагрева ионосферы на высотах 100 – 300 км невелика потому, что здесь  $\tau \ll t_T$ . Для ее увеличения целесообразно использовать радиоизлучение с широкополосной стохастической модуляцией [161, 162]. Можно показать, что в случае греющего поля с автокорреляционной функцией для огибающей в виде

$$R_E(t', t'') = \langle E(t')E(t'') \rangle = E_0^2 e^{-|t' - t''|/\tau_c}$$

в стационарном случае ( $\tau \gg t_T$ ) справедливо соотношение:

$$\frac{\Delta T_{e\infty}}{T_{e\infty}} = \frac{\Pi_P v_{ef}}{\Pi_{st} v},$$

$$\Pi_{st} = \frac{3kT_{e0} m \delta_0 (\omega^2 + v_{ef}^2)}{2e^2 Z_0},$$

где  $v_{ef} = v + v_c$ ,  $v_c = \tau_c^{-1}$ ,  $\tau_c$  – интервал корреляции,  $Z_0 = 120\pi \text{ Ом}$  – сопротивление свободного пространства,  $\Pi_{st}$  – характерная плотность потока энергии, определяющая величину нагрева,  $\Pi_P$  – плотность потока энергии радиоизлучения,  $\omega = 2\pi f$ .

Для импульсных установок с  $\tau \ll t_T = (\delta_0 v)^{-1}$

$$\frac{\Delta T_e}{T_{e0}} = \frac{T_{e\infty}}{T_{e0}} \frac{\tau}{\tau_T} = \frac{\Pi_P}{\Pi_{st}} \delta_0 v_{ef} \tau.$$

В F-области ионосферы  $v \ll v_c$  и  $v_{ef} \approx v_c$ . Для повышения эффективности нагрева радиоизлучением со стохастической модуляцией целесообразно полосу частот  $v_c$  увеличить вплоть до  $0,1f$ . Тогда

$$\frac{\Delta T_e}{T_{e0}} = \frac{\Pi_P}{\Pi_{st}} \delta_0 B_s, \quad (14.3)$$

где  $B_s = v_c \tau \approx 0,1f\tau$  – база сигнала. Из формулы (14.3) видно, что  $\Delta T_e/T_{e0} \propto B_s, f^{-1}$ . С учетом теплопроводности электронов относительная температура электронов в центре диаграммы направленности антенны  $\theta_0 = \theta(0)$  дается соотношением

$$\theta_0^2(\theta_0 - 1) = I_0, \quad I_0 \approx \frac{\Pi_P}{\Pi_{st}} \delta_0 B_s \frac{L_{\perp}}{2L_{T0}}. \quad (14.4)$$

При  $I_0 \ll 1$  имеем  $\theta_0 \approx 1 + I_0$ , а при  $I_0 \gg 1$  величина  $\theta_0 \approx I_0^{1/2} \propto (PGB_s)^{1/3}$ . Выполним оценки по формуле (14.4) для параметров радара в обсерватории Джикамарка (США):  $P = 6$  МВт,  $G = 3 \cdot 10^4$ ,  $f = 50$  МГц,  $\tau = 3$  мс. На высоте 300 км при  $B_s = 1,5 \cdot 10^4$  имеем  $\Pi_P/\Pi_{st} \approx 3,7$ ,  $\Delta T_e/T_{e0} \approx 5,55$  (без учета теплопроводности), а с ее учетом ( $\Delta T_e/T_{e0}$ )  $\approx 0,38$  при  $L_{\perp} \approx 5$  км,  $L_T = L_{T0}\theta_0^2$  и  $L_{T0} \approx 20$  км.

Таким образом, используя радиосигналы со стохастической или псевдослучайной модуляцией, можно существенно увеличить  $T_e$  в F-области ионосферы, включая ее внешнюю часть. Поскольку  $t_T \gg T_r \approx 10^{-2}$  с, где  $T_r$  – период повторения импульсов, возмущения  $T_e$  от отдельных импульсов (а их количество  $t_T/T_r \approx 1000$ ) будут накапливаться, величина нагрева будет расти, тепло будет распространяться вдоль магнитной силовой линии в область, где время релаксации  $T_e$  еще больше. Так должен возникнуть поток тепла, а вместе с ним и поток вытесняемой плазмы в плазмосферу. В отличие от нагрева F-области радиоизлучением с  $f \approx 3-10$  МГц, при воздействии МР с

$f \approx 10-1000$  МГц значительное возмущение плазмосферы следует ожидать как в ночное, так и в дневное время.

*Генерация искусственных геомагнитных пульсаций.* Для изучения ионосферно-магнитосферных связей полезной оказывается модуляция ионосферных токов мощным радиоизлучением. Модулированная токовая струя эквивалентна антенне: она излучает сигналы на частоте модуляции МР. Так, можно генерировать геомагнитные пульсации в диапазоне периодов  $0,1-10^2$  с [150, 163-165]. Известно, что эти пульсации эффективно взаимодействуют с энергичными протонами радиационных поясов, отбирая у них энергию и вызывая их высыпание в атмосферу [166].

Для увеличения уровня геомагнитных пульсаций целесообразно использовать радиоволны, которые почти полностью поглощаются в области токовой струи (на высотах  $\sim 110-130$  км). Для этой же цели пригодны радиоволны с  $f \approx 1-2$  МГц в ночное время и  $f \approx 3-4$  МГц в дневное время. В работе [164] показано, что при  $P_{ab} \approx 1$  МВт в области токовой струи  $\theta \approx 2-14$  для дня и ночи соответственно. При плотности холловского тока  $j_H = 10^{-7}-3 \cdot 10^{-6}$  А/м<sup>2</sup> ночью и днем имеем соответственно величины амплитуд среднеширотных геомагнитных пульсаций  $\delta B$  с периодами  $T \geq 10^2$  с порядка  $4-40$  пТл. При этом амплитуда электрической компоненты альвеновской волны  $\delta E \approx 4-40$  мкВ/м. В высоких широтах амплитуда ионосферного квазистатического поля примерно в 30 раз больше и достигает величины  $\sim 50$  мВ/м. Во столько же раз увеличиваются  $j_H$ ,  $\delta B$  и  $\delta E$ . Если к тому же в высоких широтах за счет естественных возмущений на высотах  $110-130$  км  $N$  увеличивается до значений  $\sim 10^{12}$  м<sup>-3</sup>, то указанные величины в итоге увеличатся до 300 раз, т. е.  $\delta B$  и  $\delta E$  достигнут значений  $\sim 10$  нТл и 10 мВ/м. Вторая причина, которая приводит к таким необычайно большим значениям  $\delta B$  и  $\delta E$ , – ионосферно-магнитосферное взаимодействие [22, 151, 152]. Именно такие значения  $\delta B$  при  $T = 10$  мин наблюдались в высоких широтах

авторами [167]. Такие амплитуды можно назвать экзотическими. Им соответствует плотность потока энергии  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup> и плотность энергии  $\epsilon_M = (\delta B)^2 / 2\mu_0 \approx 5 \cdot 10^{-11}$  Дж/м<sup>3</sup>. Этих значений достаточно для оказания заметного влияния на магнитосферные энергичные протоны и перестройки ионосферно-магнитосферного взаимодействия.

Таким образом, МР может существенно изменять параметры подсистем, нарушая установившиеся процессы взаимодействия между ними. Вместе с тем, роль МР может быть и иной. Оно может приводить к распространению возмущений в горизонтальном направлении.

*Крупномасштабные возмущения.* Впервые возмущения подобного рода (автор назвал их крупномасштабными, их горизонтальный размер достигал  $\sim 1000$  км) наблюдались нами в начале 1970-х гг. при воздействии на ионосферу МР, производимого системой НИИ Радио (г. Москва) [151, 152, 168, 169]. После ввода в эксплуатацию нагревного стенда “Сура” (вблизи г. Н. Новгород) воздействие на ионосферу стало регулярным. Это дало возможность систематически наблюдать крупномасштабные возмущения вблизи г. Харькова. Они продолжались нами в течение почти 10 лет.

Наконец, на рубеже 1980 – 1990-х гг. выполнены немногочисленные наблюдения в течение работы установки в Тромсе (Норвегия). Предпринимались также попытки сопровождать работу комплекса МР HAARP (Аляска, США). Таким образом, удаления  $R$  от места излучения мощных радиоволн от пункта наблюдения составляли  $\sim 100, 700, 1100, 2000$  и  $10000$  км.

Эффективная мощность нагревных стендов изменялась от 10 до 380 МВт, частота – от 1,35 до 8 МГц.

Для диагностики использовались методы частичных отражений ( $z \approx 60 - 100$  км), вертикального доплеровского зондирования ( $z \approx 100 - 300$  км), высокочувствительный магнитометр, сеть ионосферных станций бывшего СССР, многочастотное зондирование на наклонных радиотрассах ( $f = 3$  кГц –

30 МГц) различной ориентации и протяженности (от  $\sim 100$  до  $10000$  км), прием и анализ радиошумов в диапазонах 1 – 30,  $\sim 150 - 160$  и  $2000 - 4000$  МГц и др. Продолжительность наблюдений всеми перечисленными методами составила около  $10000$  ч. Измерения обычно проводились в Радиофизической обсерватории (РФО) ХНУ имени В. Н. Каразина [151, 152, 166, 168, 169].

В результате анализа большого объема наблюдательных данных подтверждено, что в 1970-е гг. нами экспериментально установлено и теоретически объяснено неизвестное ранее явление возникновения интенсивных ( $\sim 100 - 1000$  %) крупномасштабных и слабых ( $\sim 1 - 10$  %) глобальных аperiодических возмущений электронной концентрации в нижней ионосфере и волновых возмущений в нижней и средней ионосфере, сопровождаемых вариациями геомагнитного поля, которые в первом случае стимулированы, а во втором случае вызваны воздействием мощного нестационарного радиоизлучения декаметрового и гектометрового диапазонов [151, 152].

Аperiодические процессы в нижней ионосфере (D-области) связаны с перестройкой взаимодействий в системе ЗАИМ и высыпанием энергичных частиц из радиационного пояса. Время запаздывания возмущения изменялось от 5 до 15 мин, а продолжительность – от единиц до десятков минут в зависимости от режимов работы нагревного стенда и состояния радиационного пояса.

Добавим, что проявление эффекта высыпания энергичных частиц в E- и F-областях ионосферы, по-видимому, наблюдалось авторами [170].

Пример аperiодических возмущений в D-области ионосферы показан на рис. 14.1. Возмущающая радиосистема расположена вблизи г. Москва, а зондирующая – вблизи г. Харьков (расстояние около 700 км). Измерения флуктуаций геомагнитного поля проведены в обсерватории Борок (Ярославская обл.). Значения интенсивности приведены в относительных

единицах. На оси времени показан режим излучения возмущающей установки (15 мин эффективная мощность  $P_1G_1 = 80$  МВт, 15 мин  $P_1G_1 = 40$  МВт, далее пауза 15 мин); частота  $f_1 = 5,905$  МГц, амплитудная модуляция колебанием с частотой 1 кГц, глубина модуляции 60 %. Измерения проведены 20 ноября 1986 г.

Из рис. 14.1 видно, что после включения мощного радиоизлучения интенсивность обратно-рассеянных неоднородностями среды сигналов существенно увеличилась. Возмущению неоднородной структуры нижней ионосферы сопутствовало значительное (10 – 100 %) увеличение концентрации электронов, вызванное, скорее всего, нарушением сложившегося до возмущения ионосферно-магнитосферного взаимодействия.

Волновые возмущения фиксировались лишь при  $R \approx 100 - 1100$  км. Их кажущаяся скорость составляла  $\sim 0,3, 0,3 - 0,4$  и  $0,5 - 0,7$  км/с в D-, E- и F-областях ионосферы соответственно. Относительная амплитуда  $\Delta N/N \approx 1 - 5$  %, периоды  $T \approx 5 - 30$  мин, продолжительность  $\sim 0,5 - 2$  ч для нижней и средней ионосферы соответственно.

Волновые возмущения заметно усиливались при периодическом нагреве ионосферы (например, при включениях установки на 5 мин с 5 минутными паузами).

Пример регистрации волновых возмущений в нижней части области F, сопутствовавших работе мощного нагревного стенда, и результатов спектрального анализа показан на рис. 14.2, 14.3. При этом  $R \approx 1100$  км. На рис. 14.2, 14.3 – штрихи на оси времени – интервал работы возмущающей установки (вблизи г. Нижний Новгород). Ее параметры: эффективная мощность  $P_1G_1 \approx 300$  МВт, частота  $f_1 = 5,8$  МГц, длительность излучения  $\tau_1 = 2$  мин, период цикла  $T_1 = 3$  мин. Волна обыкновенной поляризации.

Параметры зондирующей установки (вблизи г. Харьков): импульсная мощность  $P_2G_2 = 1$  кВт, частота  $f_2 = 4,7$  МГц, длительность импульса  $\tau_2 = 1$  мс, период  $T_2 = 0,01$  с. Волна линей-

но поляризованная. Обе системы излучали вертикально вверх. Измерения проведены 24 апреля 1984 г.

*Глобальные возмущения.* Автором оценена также возможность глобального нагрева околоземной плазмы вещательными, связными и другого назначения радиопередающими устройствами, суммарная мощность которых в диапазонах микрометровых, километровых, гектометровых и декаметровых радиоволн составляет несколько сотен мегаватт [152].

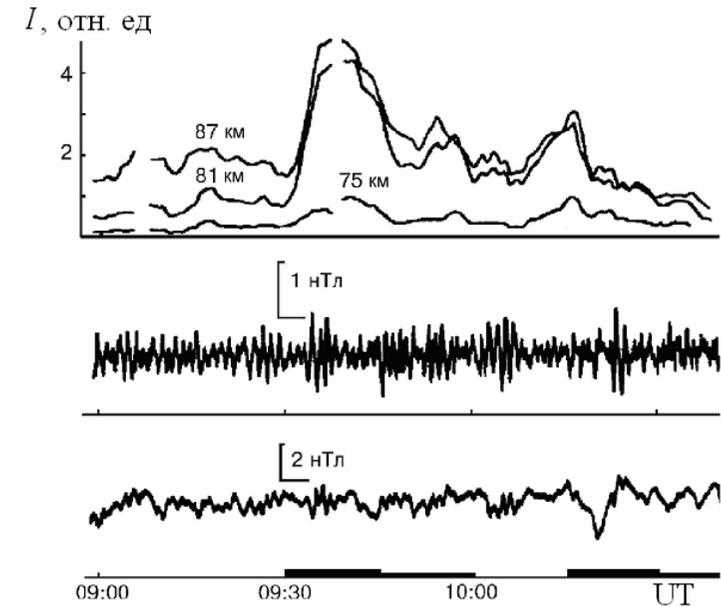


Рис. 14.1. Временные вариации интенсивности частично-отраженных (обратно-рассеянных неоднородностями нижней ионосферы) радиосигналов (необыкновенная компонента) и компоненты “север – юг” индукции геомагнитного поля в диапазоне частот 0,01 – 0,3 и 1,4 – 13 МГц, сопутствующие включению мощного радиоизлучения

Поглощение этой мощности в ионосфере над экономически и технически развитыми районами (Европа, Северная Америка) должно привести к увеличению  $T_e$  и  $N$  на несколько про-

центров. Настолько же изменится и проводимость плазмы  $\sigma_p$  в области ионосферной токовой струи. Это вызывает генерацию поля поляризации с напряженностью 0,1 – 1 мВ/м. При характерных размерах возмущенной области  $\sim 3000$  км это должно привести к изменению “поперечной” энергии электронов в радиационном поясе на 0,3 – 3 кэВ. Таких изменений обычно достаточно для высыпания части электронов в атмосферу и нарушения сложившегося характера взаимодействия между ионосферой и магнитосферой.



Рис. 14.2. Временные вариации доплеровского смещения частоты, сопровождавшие возмущение ионосферы мощным радиоизлучением

Важно, что глобальный нагрев является нестационарным и периодическим. Дело в том, что большинство вещательных и некоторых других радиосредств включается или выключается преимущественно по окончании текущего часа, несколько реже – в 15, 30 и 45 мин каждого часа. Это приводит к генерации возмущений  $T_e$ ,  $N$  и проводимости плазмы  $\sigma_p$  с периодом 15 мин. С тем же периодом возмущаются и магнитосферные энергичные электроны, а значит, и связанные с ними процессы. Скорее всего, эти процессы наблюдались авторами [171, 172]. Важно, что время запаздывания упомянутых процессов составляло 1 – 3 мин, т. е. примерно равнялось времени становления концентрации электронов в области токовой струи соответственно в дневное и ночное время.

Добавим, что подобными причинами (значительным уменьшением энергопотребления, а значит и уровня излучения линий энергопередач) вызван “эффект выходных дней”, обнаруженный по вариациям геомагнитного поля [35].

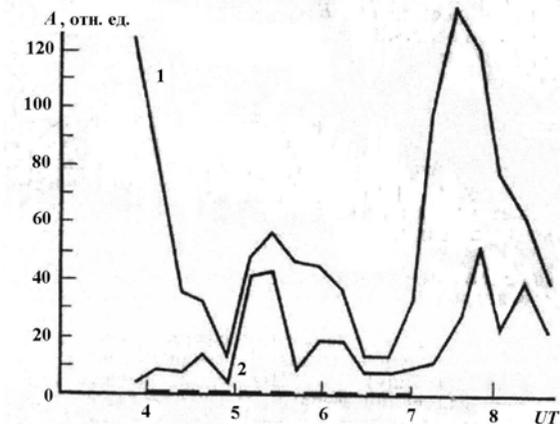


Рис. 14.3. Результаты спектрального анализа зависимости  $f_d(t)$ : 1 – постоянная составляющая; 2 – гармоника с периодом  $T = 11$  мин. Значения амплитуд приведены в относительных единицах

Глобальные процессы, стимулированные МР, наблюдались также на искусственных спутниках Земли [173 – 175].

Следовательно, мощное радиоизлучение различных диапазонов является удобным и эффективным инструментом для исследования мало изученных взаимодействий между подсистемами в системе ЗАИМ (в основном, между ионосферой и магнитосферой).

## 14.2. Старты и полеты космических аппаратов (КА)

Ракеты с включенными двигателями оказывают на околоземную среду газодинамическое, тепловое, электромагнитное и химическое воздействия. Результаты исследований сумми-

рованы, в частности, в справочном пособии [176] и книге [177].

В настоящем разделе приводятся в основном результаты исследований, полученные с участием автора (см. [15 – 18, 178 – 189]).

Нами выполнен анализ наблюдений более чем 350<sup>1</sup> стартов КА (свыше 20 типов ракет мощностью двигателя  $10^7 - 10^{11}$  Вт) с 12 космодромов (в том числе и аварийных запусков), 55 посадок КА и 3 падений орбитальных станций.

Наблюдения осуществлялись, как правило, в РФО Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина в 1975 – 2008 г. с использованием перечисленных выше методов, а также с привлечением харьковского радара некогерентного рассеяния. Расстояние  $R$  от обсерватории до космодромов изменялось в пределах 750 – 10000 км.

Основной целью этих наблюдений было выявление возможности возникновения крупномасштабных и глобальных возмущений в геокосмосе, исследование механизмов их генерации и распространения, а также особенностей взаимодействия подсистем в системе ЗАИМ.

Пример вариаций доплеровских спектров радиосигналов, отраженных от ионосферы, сопутствовавших старту КА “Союз” (ракета средней тяжести) с космодрома Байконур в 13:32 (здесь и далее UT) 18 октября 1999 г., показан на рис. 14.4. Параметры доплеровского радара: импульсная мощность  $P_2G_2 = 1$  кВт, частота  $f_2 = 3,5$  МГц, длительность импульса  $\tau_2 = 1$  мс, период  $T_2 = 0,01$  с. Волна линейно поляризованная. Измерения проведены 18 октября 1999 г. Как видно из рис. 14.4, изменения характера сигнала наблюдались с задержками  $\Delta t = 4$  и 55 мин. С учетом времени движения ракеты до ионосферы (высота порядка 100 км), равного  $\delta t \approx 3$  мин, скорректи-

<sup>1</sup> Всего автором, начиная с 1970-х гг., проанализировано около 5000 стартов ракет. При этом число методов наблюдения изменялось в различных измерительных кампаниях от 1 до 4 – 5.

рованные значения задержек  $\Delta t'$  составляли 1 и 15 мин. При  $R \approx 2100$  км им соответствовали скорости распространения возмущений 35 км/с и 670 м/с.

Пример вариаций доплеровских спектров радиосигналов, отраженных от ионосферы, сопутствовавших старту тяжелой ракеты “Протон” с того же космодрома в 00:09 21 марта 1999 г., показан на рис. 14.5. Параметры доплеровского радара: импульсная мощность  $P_2G_2 = 1$  кВт, частота  $f_2 = 3,0$  МГц, длительность импульса  $\tau_2 = 1$  мс, период  $T_2 = 0,01$  с. Волна линейно поляризованная. Измерения проведены 20 – 21 марта 1999 г. Из рис. 14.5 видно, что значительные изменения характера сигнала имели место с задержками 5 и 62 мин. При этом  $\delta t \approx 4$  мин,  $\Delta t'$  равны 1 и 58 мин, скорости – 35 км/с и 650 м/с.

На рис. 14.6 показаны вариации доплеровских спектров, сопутствовавшие старту КА “Discovery” (сверхтяжелая ракета) с космодрома США на мысе Канаверал в 19:19 29 октября 1998 г. Параметры доплеровского радара: импульсная мощность  $P_2G_2 = 1$  кВт, частота  $f_2 = 3,0$  МГц, длительность импульса  $\tau_2 = 1$  мс, период  $T_2 = 0,01$  с. Волна линейно поляризованная. Измерения проведены 29 октября 1998 г. Видно, что изменения характера сигнала наблюдались с задержками 16 и 68 мин. При  $\delta t \approx 6$  мин имеем  $\Delta t' = 10$  и 62 мин. При  $R \approx 9000$  км им соответствовали скорости 15 и 2,4 км/с.

На рис. 14.7 показаны вариации доплеровских спектров, сопутствовавшие старту тяжелой ракеты “Ariane” с космодрома Куру (Французская Гвиана) в 23:28 20 марта 2000 г. Параметры доплеровского радара: импульсная мощность  $P_2G_2 = 1$  кВт, частота  $f_2 = 3,5$  МГц, длительность импульса  $\tau_2 = 1$  мс, период  $T_2 = 0,01$  с. Волна линейно поляризованная. Измерения проведены 20 – 21 марта 2000 г. Видно, что изменения характера сигнала имели место при скорректированных значениях задержки, равных 3 и 54 мин ( $\delta t \approx 3$  мин). При  $R \approx 9000$  км им соответствовали скорости 50 и 2,8 км/с.

Главным итогом проведенных исследований явилось установление факта возникновения крупномасштабных ( $R \leq 2500$  км) и глобальных ( $R \sim 10000$  км) возмущений в околоземной плазме при стартах и полетах (посадках) достаточно крупных КА (с начальной массой не менее 100 т).

К крупномасштабным возмущениям можем отнести и долгоживущие ионосферные “дыры” на высотах F-области ионосферы. В отличие от них, “озоновые дыры” имеют горизонтальный и вертикальный масштабы, не превышающие единиц – десятков километров.

Результаты наблюдения вариаций геомагнитного поля, сопутствующих стартам ракет “Союз” и “Протон”, кратко описаны в [190].

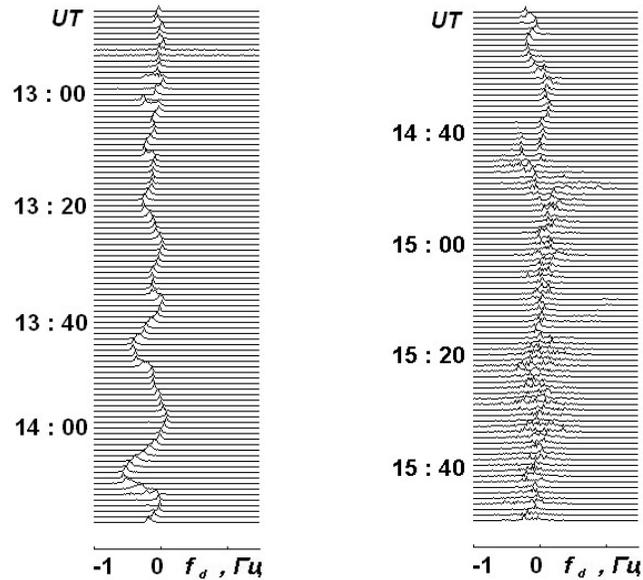


Рис. 14.4. Временные вариации доплеровского смещения частоты, сопутствующие старту КА “Союз”

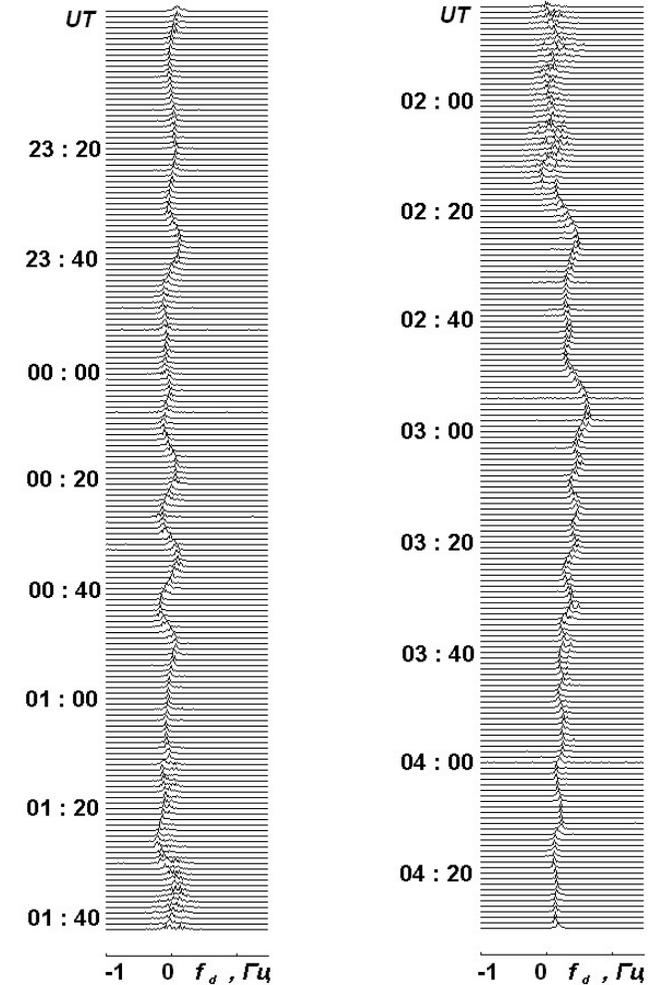


Рис. 14.5. Временные вариации доплеровского смещения частоты, сопутствующие старту КА “Протон”

Нами идентифицированы скорости распространения возмущений. Минимальная скорость составляет порядка 0,3 – 0,8 км/с для нижней и средней ионосферы соответственно. Она

примерно равняется скорости ударных акустических волн и ВГВ с периодами 5 – 60 мин (для D-, E- и F-областей соответственно). Продолжительность реакции на ударную волну обычно составляла 2 – 10 мин и наблюдалась при помощи доплеровского радара на расстояниях  $R \leq 2500$  км. На таких же удалениях регистрировались и ВГВ, их продолжительность составляла 1 – 2 ч.

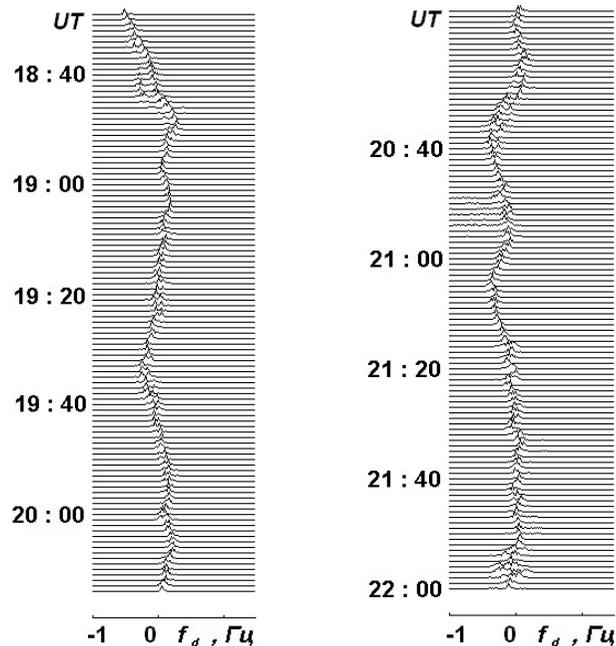


Рис. 14.6. Временные вариации доплеровского смещения частоты, сопутствующие старту КА “Discovery”

Более быстрые возмущения переносились со скоростью 2 – 4 км/с. Она соответствует скорости медленных МГД-волн [84]. Нельзя исключать из рассмотрения волны, описанные в [209 – 211], которые можно назвать магнитоградиентными волнами (волнами Абурджания – Хантадзе). Их скорость в течение су-

ток изменяется от нескольких долей до нескольких десятков км/с [191 – 193].

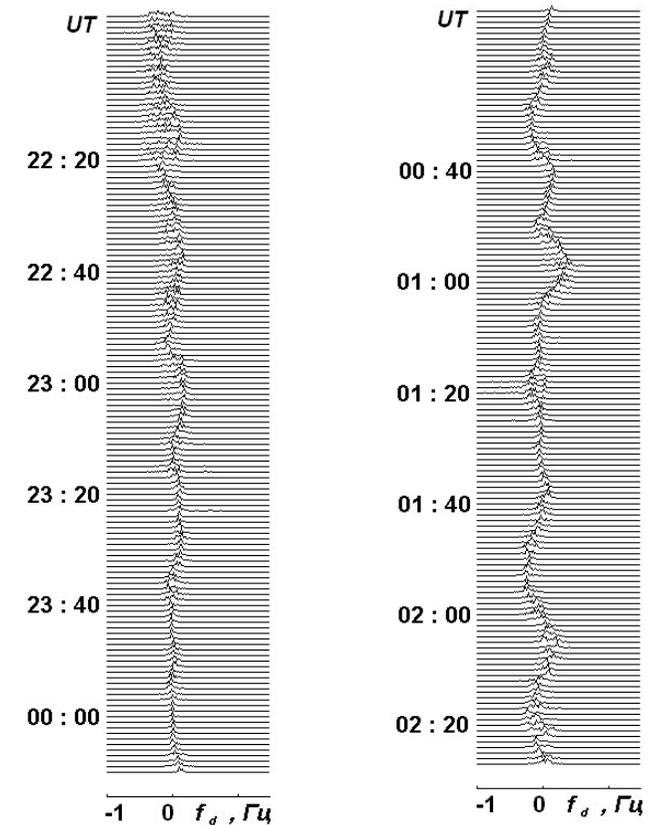


Рис. 14.7. Временные вариации доплеровского смещения частоты, сопутствующие старту КА “Ariane”

При стартах КА на космодромах США и Куру (Франция) иногда регистрировались возмущения с  $v \approx 10 - 50$  км/с. Их переносчиком, возможно, являются гиротропные волны [84].

Особый интерес представляют возмущения, запаздывающие на несколько минут относительно стартов ракет на удале-

ниях  $R \sim 1000 - 10000$  км. Они наблюдались в нижней ионосфере методом частичных отражений, продолжительность возмущений редко превышала 1–10 мин. Скорее всего, эти возмущения вызваны высыпанием энергичных электронов из радиационного пояса в результате нарушения сложившегося характера взаимодействия ионосферы с магнитосферой [15–18].<sup>1</sup>

При посадке американских КА “Space Shuttle” нами также наблюдались возмущения с  $v \approx 2 - 4$  и  $10 - 30$  км [179].

### 14.3. Мощные взрывы

Отдельные эффекты при воздействии мощных взрывов на околоземную среду описаны в работе [194].

Высотные ядерные взрывы оказывают на среду ионизирующее, тепловое, газодинамическое, электромагнитное, химическое и другие воздействия. В виду “комплексности” воздействия и большого энерговыделения ( $\sim 10^{12} - 10^{17}$  Дж) ядерные взрывы относятся к наиболее интересным источникам для исследования и моделирования процессов в системе ЗАИМ. К сожалению, их применение крайне нежелательно по экологическим соображениям.

Химические взрывы в атмосфере оказывают в основном газодинамическое воздействие на среду: генерируемая ударная волна переходит в акустическую, которая вызывает возмущения в атмосфере, ионосфере и опосредованно в магнитосфере. Химические взрывы, как ожидалось, должны быть эффективными для исследования взаимодействия между подсистемами в системе ЗАИМ.

Ставший классическим проект “МАССА” был первым из проектов, направленных на комплексное экспериментальное

<sup>1</sup> Результаты анализа вариаций уровня геомагнитного поля, последовавших за стартами ракет с различных космодромов мира, опубликованы нами в журнале “Космічна наука і технологія” в 2007–2009 гг.

исследование и теоретическое изучение динамических процессов в подсистемах системы ЗАИМ [195]. Химический взрыв заряда массой 251 т был произведен 28.11.1981 г. в 02:31 UT в точке с координатами  $43^{\circ}48'$  с. ш.,  $76^{\circ}51'$  в. д. В месте взрыва длительность акустического импульса  $\tau_a$  была  $\sim 1$  мс, а на расстоянии  $R \sim 10$  км – уже около 1 с. В F-области ионосферы она увеличилась до 1 мин. После входа акустического импульса в ионосферу наблюдалась генерация шумовых электромагнитных сигналов с  $f \sim 10$  кГц. Эти сигналы, распространяясь вдоль магнитных силовых линий, достигли магнитосферы, где возникли токовые струи и вариации геомагнитного поля с  $\delta B \sim 10$  нТ.

Кроме того, возмущения от взрыва распространялись в горизонтальном направлении со скоростью 1–10 км/с (в зависимости от ориентации направления распространения по отношению к вектору индукции геомагнитного поля).

К новым и неожиданным эффектам, зарегистрированным в ходе выполнения проекта “МАССА”, относятся следующие.

1) Генерация аномально мощного электромагнитного импульса с  $\tau \approx 0,1$  с,  $\delta B \approx 117$  нТл и  $\delta E = 110$  мВ/м, обнаруженного при помощи ИСЗ “Ореол-3” (высота 800 км) на расстоянии около 700 км южнее магнитной силовой трубки взрыва. Эффект усиления магнитного сигнала авторы [196, 197] объяснили параметрическим взаимодействием с импульсом накачки, порождаемым акустическим импульсом.

2) Возмущение в плазме нижней ионосферы с периодами около 1 с [195].

3) Потоки энергичных электронов из радиационного пояса.

Последующий анализ результатов проекта “МАССА” и ряда ему подобных привел к мысли о необходимости создания нелинейных моделей связи между движениями в нейтральной атмосфере и электромагнитными возмущениями в ионосфере и магнитосфере [197].

Нами проведен анализ последствий взрывов по результатам наблюдений, выполненных в РФО Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина в 1980-е гг. Взрывы производились в СССР (полигоны Новая Земля, Семипалатинск, Капустин Яр), США (полигон Невада) и Китае. Энерговыделение при подземных ядерных взрывах (по наблюдениям 55 событий) изменялось от  $\sim 1$  до 120 кт, при химических взрывах (11 событий) – от 1 до 10 т и подрывах ракет СС-20 (всего 24) – от 0,01 – 0,1 кт [16, 18, 85, 198].

Выполнен также анализ наблюдений последствий взрыва КА “Челленджер” 28.01.1986 г. в 08:39 UT у мыса Канаверал (США), химического взрыва (0,12 кт) в Арзамасе-16 (Россия) 4.06.1988 г. в 05:40 UT и химического взрыва (0,01 кт) в Павлограде (Украина) 12.05.1988 г. в 03:15 UT.

Удаление от места взрыва в упомянутых выше наблюдениях изменялось от 200 до 10000 км. Лучше других регистрировались возмущения, имевшие скорость  $v \approx 0,3 - 0,7$  км/с (в нижней и средней ионосфере соответственно) и только при  $R \leq 1000$  км. Сравнительно редко ( $\sim 30\%$ ) и не очень уверенно наблюдались возмущения с  $v \approx 2 - 4$  км/с при удалениях  $R \sim 1000 - 10000$  км. Еще реже ( $\sim 10\%$ ) на тех же удалениях фиксировались процессы с  $v \approx 10 - 50$  км/с.

По-видимому, указанные возмущения переносились при помощи уже упомянутых типов волн и, кроме того, сейсмическими волнами, имеющими скорость 3 – 4 км/с. При мощных подземных ядерных взрывах их роль была значительной. Сейсмические волны, распространяясь в тектоносфере от источника во все стороны, на границе раздела литосфера – атмосфера передают около 1 % своей энергии акустическим волнам. Последние способны доходить до ионосферы и изменять ее параметры. Часть энергии уже в виде электромагнитных волн проникает в магнитосферу. Так осуществляется взаимодействие всех подсистем в системе ЗАИМ.

Для подтверждения сказанного кратко опишем два эксперимента с подземными ядерными взрывами.

Взрыв на полигоне Невада произведен 13.08.1987 г. в 15:00 UT, энерговыделение составляло  $10^{14} - 10^{15}$  Дж [85]. Наиболее интересные эффекты зарегистрированы при помощи метода частичных отражений на высотах 57 – 105 км. Первое значительное увеличение (до 10 раз) средней интенсивности рассеянного сигнала на частоте 2,2 МГц имело место через 3 – 5 мин на высоте 105 км. Через 20 мин после этого возмущение зарегистрировано во всей D-области ионосферы. Наблюдалось 2 или 3 всплеска, длительность каждого из них 1 – 3 мин. На меньших высотах запаздывание на несколько минут больше. Очередная группа всплесков запаздывала на 65 – 85 мин. При этом имел место значительный рост (в 10 – 20 раз) мощности шума на частоте 2,2 МГц в полосе частот 50 кГц. Описанные эффекты, по-видимому, связаны со стимуляцией высыпаний энергичных (20 – 100 кэВ) электронов из магнитосферы.

В этом же эксперименте реакция на взрыв в E- и F-областях наблюдалась на 3-ей – 5-ой минуте. Она заключалась в появлении квазипериодических вариаций в доплеровском смещении частоты (частота 3,9 МГц, трасса – вертикальная). Величина квазипериодов  $\sim 15$  и 30 мин, продолжительность реакции не менее 80 мин, амплитуда колебаний 0,1 – 0,2 Гц. Спустя 38 мин после взрыва пришло второе возмущение длительностью около 20 мин.

Подземные ядерные взрывы, а также мощные химические взрывы являются источниками как акустического, так и электромагнитного излучения. Они стимулируют резкое усиление (до 100 раз) мощности ОНЧ шумового излучения, процессы в магнитосфере и, как результат, высыпание энергичных электронов [199].

Таким образом, мощные химические и подземные ядерные взрывы оказались также удобным и эффективным инструментом для исследования процессов в системе ЗАИМ. Они позво-

лили определить типы волн, ответственных за перенос возмущений на расстояния вплоть до глобальных, а также выявить новые механизмы взаимодействия подсистем. Важно, что характер взаимодействия был нелинейным.

## Глава 15

### ЭФФЕКТЫ ВОЕННЫХ ДЕЙСТВИЙ В СИСТЕМЕ ЗАИМ

В ходе современных региональных неядерных войн воздействие на геосферы (систему ЗАИМ) многократно увеличивается. И хотя проблема является исключительно важной, ей посвящены лишь отдельные работы [200 – 202]. Военные действия (ВД), происходящие в основном на поверхности Земли и в приземной атмосфере, могут оказывать воздействие на литосферу, всю атмосферу и даже на геокосмос (ионосферу, магнитосферу), а также на геоэлектрическое и геомагнитное поля. Поэтому требуется комплексный анализ основных физических процессов и геоэкологических последствий в системе ЗАИМ, сопутствующих ВД.

ВД, сопровождающиеся значительным энерговыделением, в определенном смысле подобны активным экспериментам.

Современные региональные войны и конфликты, являясь неядерными, тем не менее используют достаточно мощные средства ведения военных действий. К ним относятся: стратегическая бомбардировочная авиация (СБА), тактическая и палубная авиация (ТПА), авиация специального назначения (АСН), авианосцы, носители крылатых ракет (КР) морского базирования (атомные подводные лодки и надводные корабли) и т. п.

За последние полтора десятка лет произошли четыре крупномасштабные региональные войны (операция “Буря в пустыне” против Ирака в 1991 г., военные действия сил НАТО про-

тив Югославии в 1999 г., антитеррористическая кампания в Афганистане в 2001 г. и операция “Шок и трепет” против Ирака в 2003 г.). Перечисленные ВД сопровождались интенсивными ракетно-бомбовыми ударами (РБУ) по ограниченным территориям в ограниченные промежутки времени.

Действие на геосферы отдельного мощного взрыва сравнительно хорошо изучено. Комплексное исследование эффектов в системе ЗАИМ, сопутствующих мощному химическому взрыву (масса около 0,2 кт), проведено в рамках уже упомянутого специального проекта “МАССА” [193, 195]. Реакция геосфер на массивированные РБУ существенно отличается как от реакции на отдельный мощный взрыв, так от реакции на массивированные ядерные удары в ходе ограниченной или всеобщей ядерной войны. Последствия ядерной войны детально моделировались рядом авторов (см., например, [203 – 206]). Лишь отдельные публикации посвящены эффектам в околоземной среде, последовавшим за ВД в Ираке (1991 г.) и в Югославии (1999 г.) [200, 202]. В этих работах обсуждаются эффекты модификации атмосферы на ионосферных высотах (около 300 км). В [202] выдвинуто предположение, что возмущения от отдельных взрывов накапливаются с характерным временем около 14 дней. Возможными причинами этого могут быть накопление энергии акустико-гравитационных волн (АГВ) и засорение атмосферы пылью, а также аномальное рассеяние солнечного излучения на частицах пыли [202].

В работе [207] разработана методика комплексного анализа физических эффектов и геоэкологических последствий в системе ЗАИМ, сопровождающих современные региональные неядерные войны и конфликты, оценены на примере ВД в Ираке физические и экологические эффекты в геосферах, которые возникли в результате полетов самолетов и крылатых ракет, а также интенсивных РБУ. Вычислены энергетические характеристики процессов, масса выброшенной в атмосферу пыли, потоки энергии АГВ и сейсмических волн, возмущения элек-

трического поля атмосферы и магнитного поля Земли. Обсуждены возможности проявления вторичных процессов и оценена их энергетика.

### 15.1. Общие сведения о военных действиях

Из перечисленных выше ВД наиболее масштабной была операция “Шок и трепет”. Рассмотрим ее подробнее [207].

Как известно, для проведения операции антииракская коалиция во главе с США сформировала мощную группировку, включающую СБА (около 50 самолетов), ТПА (около 900 самолетов), АСН (более 70 самолетов), 6 авианосцев, 35 носителей КР. Запас КР составил более 1100 штук.

Война в Ираке началась 20 марта 2003 г. в 02:35 УТ и продолжалась около трех недель. За первые две недели ВД нанесено более сотни серий РБУ. В среднем в одной серии принимало участие 1 – 2 стратегических бомбардировщика, до 20 самолетов ТПА и около 10 КР. Самый мощный РБУ был нанесен 21 марта 2003 г. около 18 УТ. К началу суток 22 марта по целям в Ираке было выпущено около 1000 КР (это втрое больше чем за все время операции “Буря в пустыне”).

Для оценки энергетики взрывов будем исходить из того факта, что в течение первых двух недель войны к налетам было привлечено 150 самолетов СБА (10 единиц типа В-2А, 115 самолетов типа В-52Н, 25 единиц типа В-1В) и около 1600 самолетов ТПА. Полагая, что самолеты В-2А, В-52Н, В-1В и ТПА имеют бомбовую нагрузку 23, 30, 61 и 5 т соответственно, получим суммарную массу сброшенных авиабомб около 12600 т. Здесь учтено, что 10 самолетов В-1В несли КР общей численностью около 230 штук. Одна КР типа “Томагавк” имеет массу заряда 320 – 450 кг. Примем, что в среднем эта масса составляет 400 кг. Тысяча КР доставила взрывчатых веществ (ВВ) около 400 т. Все авиабомбы содержали ВВ около 85 %, т.е. примерно 10700 т. Таким образом, суммарная масса ВВ

составила около 11 кт, а за все время ВД в Ираке она вряд ли превысила  $m_{\Sigma} = 15$  кт. Ей соответствует суммарное энерговыделение  $E_{\Sigma} = \varepsilon_d m_{\Sigma}$ . При удельном энерговыделении  $\varepsilon_d = 4$  МДж/кг  $E_{\Sigma}$  составило около  $6 \cdot 10^{13}$  Дж. Для сравнения укажем, что расход ВВ в течение Первой и Второй мировых войн приближался к 5 и 10 Мт соответственно.

Масса отдельной авиабомбы изменялась от одной до нескольких тонн. США располагают также неядерной супербомбой массой 9761 кг (масса ВВ около 8172 кг). Наибольшая из известных российских бомб имеет массу около 5 т.

ВД сопровождалось полетами около 2000 самолетов (а значит инъекцией продуктов сгорания топлива и акустической энергии), мощными взрывами (более 10 тыс.), горением нефтяных скважин и хранилищ нефтепродуктов, а также пожарами в городах. Перечисленные процессы привели к определенным экологическим последствиям, которые обсуждаются ниже.

### 15.2. Эффекты полетов летательных аппаратов и взрывов

Как отмечалось в работе [207], большинство входных параметров не были известны точно. Из-за этого возникла некоторая неопределенность в величине изучаемых эффектов. Для уменьшения неопределенности расчеты проводились для различных значений входных параметров (числа самолетовылетов, числа сброшенных авиабомб, их мощности и энерговыделения и т.п.).

Несмотря на приближенный характер расчетов, полученные оценки физических и экологических эффектов позволяют сделать ряд важных выводов. К ним, в первую очередь, относится триггерный характер вторичных процессов, энергия которых на 5 – 6 порядков превышает энерговыделение при

взрывах. При выбросах мелкой пыли взрывами коэффициент усиления энергии в среднем достигает значения около  $3 \cdot 10^5$ .

Заметим, что при взрывах выброшены аэрозоли массой около  $8 \cdot 10^7$  кг, что составило почти 0,1 % от массы аэрозолей во всей атмосфере. Масса аэрозолей над Ираком примерно удвоилась по сравнению с ее фоновым значением.

*Триггерный характер воздействия.* Для количественного описания триггерного эффекта использовался коэффициент триггерности  $K_{tr} = E_2/E_1$ , где  $E_2$  и  $E_1$  – энергии вторичных и первичных процессов. Считая, что вторичные процессы вызваны частичным экранированием солнечного излучения с плотностью потока энергии  $\Pi_{s0}$  на площади земной поверхности  $S$ , при  $\gamma \ll 1$  получим

$$\Delta P_s = \Pi_{s0} S \gamma,$$

где согласно данным [205]  $\gamma = 1,7(\gamma_{ab} + 0,15\gamma_s)$ ,  $\gamma_{ab} = \alpha_{ab}\rho_{ab}S = \alpha_{ab}m_{ab}/Scos\chi$ ,  $\gamma_s = \alpha_s\rho_sS = \alpha_s m_a/Scos\chi$ ,  $m_{ab}$  и  $m_a$  – массы поглощающей пыли и рассеивающих аэрозолей,  $\rho_{ab}$  и  $\rho_a$  – их объемные плотности. В среднем за сутки  $\Delta P_a$  уменьшится примерно вдвое. Тогда энергия вторичных процессов  $E_2 = \Delta P_s \Delta t_s / 2$  или  $E_2 = 0,85\Pi_{s0}S(\gamma_{ab} + 0,15\gamma_s)\Delta t_s = 0,85\Pi_{s0}(0)(\alpha_{ab}m_{ab} + 0,15\alpha_s m_a)\Delta t_s$ .

Здесь  $\Delta t_s$  – время существования аэрозолей.

При взрывах  $m_{ab} \approx 0$ ,  $m_a = k_a m_d$ , где  $k_a = k_1 k_2 k_3$ ,  $k_1 = m_1/m_d = 40 - 800$  – коэффициент разрушения,  $k_2 = m_2/m_1$  – коэффициент пылеобразования,  $k_3 = m_3/m_2$  – доля пыли, забрасываемой на достаточно большие высоты. Полагая  $k_2 = 0,1$ ,  $k_3 = 1/4$ , получим  $k_a = 1 - 20$ . Поскольку  $m_a = k_a m_d$ ,  $E_1 = E_d = \varepsilon_d m_d$ ,

$$K_{tr} \approx 0,13 \frac{\Pi_{s0}(0)\alpha_s k_a}{\varepsilon_d} \Delta t_s.$$

При  $\Pi_{s0}(0) = 630$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\alpha_s = 3 \cdot 10^3$  м<sup>2</sup>/кг,  $k_a = 1 - 20$ ,  $\Delta t_s = 10^6$  с имеем  $K_{tr} \approx 6 \cdot 10^4 - 10^6$ .

Важно, что при  $\gamma \ll 1$  коэффициент  $K_{tr}$  не зависит от  $S$  и растет с ростом  $\Delta t_s$ .

*Механизмы забрасывания аэрозолей.* В энергетике вторичных процессов ключевым есть вопрос: “Каким образом аэрозоли (пыль и дым) забрасываются на высоты не менее 1 – 2 км, где время жизни аэрозолей составляет 1 – 10 суток?” Существует ряд механизмов, обеспечивающих подъем частиц на достаточно большие высоты. Рассмотрим их подробнее.

1) Интенсивные взрывы и пожары сопровождаются подъемом нагретого воздуха (термика) до высот  $z_m \approx 0,2 - 4$  км.

2) Дополнительный нагрев атмосферного слоя с аэрозолями солнечным излучением приводит к его всплыванию. Вертикальные потоки воздуха способствуют подъему новых порций пыли, образованной взрывами, или дыма при пожарах. За 10 суток верхняя граница слоя  $z_{max}$  с аэрозолями может возрасти от 2 до 10 км. Покажем это. Воспользуемся соотношением из работы [203]

$$\Delta z_{max}(t) = \sqrt{\frac{2\Delta\bar{\Pi}_s}{\Delta\gamma_a \bar{\rho}_0 c_p} \Delta t},$$

где  $\Delta\gamma_a$  – отклонение вертикального градиента температуры атмосферы от адиабатического,  $\bar{\rho}_0$  – средняя по высоте плотность воздуха,  $c_p$  – его удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $\Delta\bar{\Pi}_s$  – средний за сутки радиационный поток излучения на верхней границе слоя с аэрозолями. Полагая  $\Delta\bar{\Pi}_s \approx 120$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\Delta t = 10^6$  с,  $\bar{\rho}_0 = 1$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_p = 10^3$  Дж/(кг·К) и  $\Delta\gamma_a = 3,5$  К/км, получим  $\Delta z_{max} \approx 8$  км. За световой день ( $\Delta\bar{\Pi}_s = 240$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\Delta t = 5 \cdot 10^4$  с)  $\Delta z_m$  увеличивается на 2,6 км.

3) Конденсация водяных паров сопровождается выделением латентного тепла и всплыванием нагретого воздуха. Оказывается, что за счет этого механизма высота термика увеличивается в 2 – 3 раза и достигает 0,4 – 9 км.

4) Аэрозоли во взвешенном состоянии могут поддерживаться за счет энергии атмосферной турбулентности. Можно

показать, что среднее перемещение аэрозолей по высоте за время  $\Delta t$  оценивается из следующего соотношения:

$$\Delta z \approx 3^{-1/2} \varepsilon_t^{1/6} L_0^{2/3} \Delta t^{1/2},$$

где  $\varepsilon_t$  – удельная мощность турбулентности,  $L_0$  – внешний масштаб турбулентности. Полагая  $\varepsilon_t = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}^3$ ,  $L_0 = 10 \text{ м}$ ,  $\Delta t = 10$  суток, получим  $\Delta z \approx 1,7 \text{ км}$ . В пределах термика  $\varepsilon_t$  увеличивается на порядок, это приведет к увеличению высоты аэрозолей до 2,5 км. Добавим, что средняя скорость подъема частиц примерно равна  $2 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$ . Она должна превышать скорость оседания частиц. Это условие выполняется для аэрозолей с радиусом  $r \leq 10^{-6} \text{ м}$ .

Таким образом, повторяющиеся РБУ и продолжительные пожары должны приводить к накоплению аэрозолей в атмосфере, которые затем вызывают энергичные вторичные процессы.

*Воздействие АГВ.* Движущиеся летательные аппараты и взрывы были мощными источниками акустических волн. Спектр акустических колебаний занимал весь акустический диапазон, включая инфразвук, звук и ультразвук. В зависимости от размеров генерирующего объема воздуха (пламени) или тела (самолета, КР) и скорости движения газа, очевидно, были участки спектра, в которых интенсивности излучения увеличивались. По оценкам [207] такими участками были 0,1 – 10 и 400 – 700 Гц.

Передача возмущений из нижней атмосферы в ионосферу и магнитосферу могла осуществиться и по другим, пока мало изученным, каналам. К ним можно отнести конвекцию и атмосферную турбулентность, которые имеют место и на достаточно больших высотах (см., например, [199]), а также возмущение параметров глобальной электрической цепи (см., например, [209 – 214]). Последнее возникало в результате выброса больших масс наэлектризованной пыли и продуктов взрыва, применения в боеголовках слабо обогащенного урана. Упомянутые механизмы переноса возмущений требуют дальнейшего

изучения. Сейчас можно только утверждать, что конвекция и турбулентность относятся к инерционным механизмам. Характерное время переноса  $\sim 10$  суток, что и наблюдалось в экспериментах [200, 202]. Возмущение параметров глобальной электрической цепи следует отнести к малоинерционным. Характерное время, по-видимому, может составлять  $\sim 10^3 - 10^4 \text{ с}$ .

*Сейсмическое воздействие.* Взрывы способствовали генерации сейсмических волн, суммарная энергия которых оценена в  $6 \cdot 10^{11} \text{ Дж}$  [207]. В средствах массовой информации широко обсуждались возможные сейсмические последствия РБУ в Ираке. Специалистами (как и неспециалистами) предсказывалось инициирование сильных землетрясений в Ираке и в соседних с ним государствах. Указанная выше величина энергии в силу своей незначительности вряд ли способна привести к срабатыванию триггерных механизмов высвобождения энергии в тектоносфере. Кроме того, передача энергии носила импульсный характер (длительность цугов сейсмических волн  $\sim 1 - 10 \text{ с}$ ). Для сравнения укажем, что энергии среднего и сильнейшего землетрясений составляют  $10^{15} - 10^{16}$  и  $10^{18} - 10^{19} \text{ Дж}$  соответственно (см., например, [19, 203]).

*Основные итоги.* Таким образом, разработанная автором методика комплексного анализа физических процессов и геоэкологических последствий в ходе современных региональных войн позволяет проводить простые инженерные расчеты параметров этих процессов и последствий.

На данном историческом этапе военные действия характеризуются быстротечностью, нанесением интенсивных ракетно-бомбовых ударов на ограниченных территориях в ограниченные интервалы времени. Например, в течение ВД в Ираке суммарная масса использованных ВВ за первые две недели войны достигла 11 кт, а за время боевых действий (около трех недель) она приблизилась к 15 кт.

При проведении одной операции авиация осуществляет несколько тысяч вылетов, запускаются несколько тысяч крыла-

тых ракет. При этом в атмосферу инжектируется несколько сот килотонн продуктов сгорания топлива.

В ходе ВД в Ираке полеты самолетов (около 1800 вылетов) и КР (1100 штук) привели к инъекции 100 – 200 и около 1 кт продуктов сгорания топлива соответственно.

Суммарная энергия акустических колебаний, вызванных полетами самолетов и КР, составила 2 – 7,5 и 0,04 ТДж соответственно. Частотный спектр акустического излучения был достаточно широк. Движения летательных аппаратов и струй реактивных двигателей обусловили значительное усиление излучения в частотных диапазонах 3 – 30 и 400 – 700 Гц.

Проведение одной крупной военной операции сопровождается генерацией сейсмических волн с энергией порядка нескольких тераджоулей, разрушением нескольких мегатонн вещества (укрытий, построек, грунта и т. д.), электризацией пыли и продуктов взрыва, а также генерацией акустических колебаний с энергией в несколько тераджоулей и другими эффектами.

В ходе ВД в Ираке было разрушено примерно 3 Мт вещества. Масса аэрозолей при этом составила около 0,3 Мт, часть которых (75 кт), по-видимому, заброшена взрывами и конвекционными процессами на достаточно большие высоты (1 – 2 км), где время жизни аэрозолей составляет 1 – 10 суток. Взрывы сопровождались электризацией пыли и продуктов взрыва, генерацией возмущений в электрическом поле атмосферы.

Величина суммарного электрического заряда достигала 100 Кл. Возмущения электрического поля в окрестности взрыва ( $R \approx 10$  м) были порядка сотен кВ/м, продолжительность отдельного возмущения изменялась в пределах нескольких сотен секунд. Взрывам сопутствовала генерация акустических колебаний в диапазоне частот  $\sim 1 - 10$  Гц. Их суммарная энергия составила около 3 ТДж, а средняя мощность – 6 МВт. Энергия

сейсмических волн, сгенерированных взрывами, не превышала 0,6 ТДж.

Аэрозоли, образованные взрывами, приводят к эффекту частичного экранирования солнечного излучения. Энергия сопутствующих вторичных процессов не зависит от конкретного сценария ВД и превышает энергию первичного процесса (взрывов) примерно на 5 – 6 порядков.

Энергия сейсмических волн, сгенерированных взрывами, как правило, недостаточна для активизации естественных сейсмических процессов в литосфере, для инициирования сильных землетрясений.

### 15.3. Эффекты крупных пожаров

*Лесные пожары.* При проведении ВД в лесистой местности неизбежным является возникновение интенсивных лесных пожаров. Горение лесов, вызванное мощными бомбардировками и применением зажигательных средств, имело место, например, во время ВД во Вьетнаме в 1965 – 1971 гг. При этом армией США было использовано более 5 Мт боеприпасов.

Методика расчета физических эффектов, сопровождающих лесные пожары, практически ничем не отличается от методики расчета эффектов городских пожаров [207]. Отличаются лишь параметры пожаров. Результаты расчетов приведены в табл. 15.1. Принималось, что удельная масса древесины –  $20 \text{ кг/м}^2$ , удельная теплотворная способность древесины –  $10^7 \text{ Дж/кг}$ , удельная скорость выгорания леса –  $5 \text{ г/(м}^2 \cdot \text{с)}$ , время интенсивного горения –  $4 \cdot 10^3 \text{ с}$ , средняя скорость ветра –  $10 \text{ м/с}$ . В табл. 15.1  $m_1$  – масса прореагировавшего вещества,  $m_2$  – масса дыма,  $m_3$  – масса углерода,  $Q$  – количество выделившегося тепла,  $P$  – средняя мощность процесса горения,  $v_c$  – скорость конвекции тепла,  $P_a$  – мощность акустического излучения,  $f_r$  – частота акустического излучения, вызванного обтеканием пламени ветром,  $f_i$  – частота акустического излучения, вызван-

ного конвекцией,  $\Delta B(R_0)$ ,  $\varepsilon_{\perp}$  – изменение поперечной энергии электронов радиационного пояса под действием возникающего в ионосфере квазистационарного электрического поля.

*Электрические процессы.* Сильные пожары сопровождаются не только выбросами дыма, сажи и других химических веществ. Как уже отмечалось, они являются источниками АГВ. Кроме того, пульсирующий огненный факел – источник шумового электромагнитного излучения. Спектр излучения – широкий (от единиц Гц до сотен МГц) и неравномерный. В частности, следует ожидать усиления излучения в низкочастотной части радиодиапазона за счет преобразования энергии атмосферного электрического поля в энергию низкочастотного электромагнитного излучения [213].

Таблица 15.1

**Зависимость основных параметров лесных пожаров от их площади**

$S, \text{ м}^2$	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$	$10^7$	$10^8$
$m_1, \text{ т}$	2	20	$2 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$
$m_2, \text{ т}$	0,2	2	20	$2 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$
$m_3, \text{ т}$	0,1	1	10	$10^2$	$10^3$	$10^4$	$10^5$
$Q, \text{ ТДж}$	$2 \cdot 10^{-2}$	0,2	2	20	$2 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$
$P, \text{ МВт}$	5	50	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$
$v_c, \text{ м/с}$	1,1	1,6	2,3	3,4	5,2	7,3	11
$z_{m_1}, \text{ км}$	0,4	0,7	1,2	2,1	4	7	12
$P_a, \text{ кВт}$	15	$1,5 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^7$
$f_r, \text{ Гц}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$
$f_i, \text{ Гц}$	0,1	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
$\Delta B(R_0), \text{ пТл}$	1	3,2	10	32	$10^2$	$3,2 \cdot 10^2$	$10^3$
$\varepsilon_{\perp}, \text{ кэВ}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$10^{-1}$	0,3	1	3

Сильные пожары существенно изменяют электрические свойства приземной атмосферы, влияя тем самым на параметры глобальной электрической цепи. В частности, проводимость огненного факела и горячего воздуха над ним заметно выше, чем проводимость окружающего воздуха. Значительная высотная протяженность факела и термика обеспечивают ощутимое увеличение тока проводимости в возмущенных областях атмосферы. Усиление атмосферной конвекции обуславливает также увеличение конвекционного тока.

В результате перечисленных процессов плотность электрического тока  $j_a$  в приземной атмосфере значительно увеличивается, достигая значений  $j_a \approx 3 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7} \text{ А/м}^2$ . Заметим, что в невозмущенных условиях  $j_0 \approx 3 \cdot 10^{-12} \text{ А/м}^2$  [92]. Рост  $j_a$  приводит к усилению электрического поля в верхней атмосфере. Можно показать (см. также [80]), что на высотах ионосферы (высоты  $z \approx 100 - 300 \text{ км}$ ) напряженность электрического поля дается соотношением типа (13.25) из работы [82], где  $E_e(0) \approx 150 \text{ В/м}$  – напряженность электрического поля у поверхности Земли в невозмущенных условиях,  $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  – проводимость воздуха у поверхности Земли в невозмущенных условиях. Для указанных выше значений имеем  $E_i \approx 30 - 300 \text{ мВ/м}$ , тогда как в невозмущенных условиях на высотах ионосферы средних широт  $E_i = 0,3 - 3 \text{ мВ/м}$ .

*Магнитные процессы.* Увеличение атмосферного тока в области термика, т. е. над пожаром, вызывает вариации геомагнитного поля. Изменение индукции магнитного поля  $\Delta B$  на расстоянии  $R$  от линейного тока силой  $I_a$  дается соотношением (13.23) из [146], где  $I_a = j_a S$ ,  $S = \pi d^2/4$  – площадь пожара со средним диаметром  $d$ . Тогда на расстоянии  $R_0 = d/2$  от центра пожара для оценок имеем следующее выражение:

$$\Delta B(R_0) \approx 3,5 \cdot 10^{-7} j_a \sqrt{S}.$$

Для оценки сверху примем  $j_a \approx 3 \cdot 10^{-7}$  А/м<sup>2</sup>. Тогда  $\Delta B(R_0) \approx 0,1S^{1/2}$ , где  $S$  в м<sup>2</sup>, а  $\Delta B$  в пТл. Результаты оценок магнитного эффекта пожаров приведены в табл. 15.1.

*Процессы в радиационном поясе Земли.* Генерируемое в ионосфере электрическое поле, незначительно ослабляясь, по магнитным силовым линиям проникает в магнитосферу и при определенных условиях уменьшает “поперечную” энергию запасенных в геомагнитной ловушке заряженных частиц на величину

$$\varepsilon_{\perp} \approx eE_i d \approx eE_i \sqrt{S}.$$

Результаты оценок  $\varepsilon_{\perp}$  также приведены в табл. 15.1. Видно, что  $\varepsilon_{\perp}$  может достигать нескольких кэВ. Таких значений  $\varepsilon_{\perp}$  часто достаточно для перераспределения частиц по питч-углам и высыпания определенной их доли из радиационного пояса в верхнюю атмосферу ( $z \sim 100$  км), а также для возникновения ряда вторичных процессов в ионосфере и магнитосфере. К ним, в частности, относятся следующие. Высыпание энергичных частиц способствует увеличению проводимости плазмы на высотах динамо-области ( $z \approx 100 - 130$  км), что обуславливает, с одной стороны, изменение электрического поля поляризации, которое, проникая в магнитосферу, взаимодействует с энергичными частицами радиационного пояса, стимулируя их дальнейшее высыпание. Возникает система с положительной обратной связью, т. е. своеобразный генератор с самовозбуждением.

С другой стороны, возникшие вариации  $\sigma_i$  на высотах динамо-области вызывают генерацию геомагнитных возмущений, которые распространяются в магнитосфере. Последние также могут оказывать влияние на энергичные частицы в радиационном поясе Земли. Конечно, описанные эффекты становятся ощутимыми лишь при крупномасштабных пожарах (см. табл. 15.1). Такие пожары в течение ВД в Ираке практически не наблюдались. Зато они имели место во время Второй мировой войны, например, при горении городов Гамбург и

Дрезден [215]. Площадь очага пожара при этом приближалась к 10 – 20 км<sup>2</sup> [215]. Возникший огненный смерч достигал высот стратосферы. Он должен был привести к существенному увеличению  $j_a$  и срабатыванию всей описанной выше цепочки явлений.

#### 15.4. Экологические эффекты

Экологические последствия ВД связаны, прежде всего, с выбросами аэрозолей (пыли) при взрывах, дыма и чистого углерода при городских и лесных пожарах, а также горениях нефтяных скважин и нефтехранилищ. Эти и другие факторы рассмотрим подробнее на примере операции “Шок и трепет” [207].

*Выбросы дыма и углерода.* Пожары сопровождаются выбросами дыма и сажи (углерода). Аэрозоли дыма и сажи приводят соответственно к рассеянию и поглощению солнечного излучения. При этом коэффициенты экстинкции для видимого солнечного излучения  $\alpha_s \approx 3,5 \cdot 10^3$  м<sup>2</sup>/кг,  $\alpha_{ab} \approx 5 \cdot 10^3$  м<sup>2</sup>/кг [204]. Из работы [216] следует, что

$$\Delta P_s = 1,7 \Pi_{s0}(0) (\alpha_{ab} m_{ab} + 0,15 \alpha_s m_a).$$

При массе дыма  $m_a = 4 \cdot 10^9$  кг, массе углерода  $m_{ab} \approx 2 \cdot 10^9$  кг и  $\Pi_{s0}(0) = 630$  Вт/м<sup>2</sup> имеем  $\Delta P_s \approx 1,3 \cdot 10^{16}$  Вт. При этом подстилающая поверхность недополучит примерно  $\Delta P_s = 1,3 \cdot 10^{16}$  Вт солнечного излучения. В среднем за сутки это значение в 2 раза меньше и составляет  $\Delta P_s = 6,5 \cdot 10^{15}$  Вт. Реально это значение на порядок меньше, так как дым имеет свойство оседать на подстилающую поверхность и только аэрозоли, заброшенные в стратосферу, выпадают в течение многих суток и недель. Примем, что с учетом оседания дыма  $\Delta P_s \approx 5 \cdot 10^{14}$  Вт. При  $\Delta t \approx 20$  суток  $\Delta E_s \approx 10^{21}$  Дж. Примерно такую добавочную энергию приобрела атмосфера за счет выброса дыма и сажи, в том числе часть атмосферы над Ираком дополнительно получила около  $10^{20}$  Дж солнечной энергии (при скорости ветра

около 10 м/с). При этом имели место значительные изменения термического и динамического режимов атмосферы и характера взаимодействия атмосферы с земной поверхностью.

Добавим, что наибольший вклад в экранировку солнечного излучения дымом дали пожары, обусловленные горением нефтяных скважин. Горение хранилищ нефтепродуктов дало эффект, меньший примерно в 50 раз. Выбросы дыма при городских пожарах привели к еще меньшему (на 1,5 – 2 порядка) эффекту, чем выбросы при горении нефтехранилищ (см. табл. 15.2).

*Выбросы химических веществ.* Горение нефти и органических веществ при городских пожарах сопровождается инъекцией в атмосферу не только дыма, двуокиси и окиси углерода, сажи (углерода), но и таких химических веществ, как углеводороды ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  и т.д.), оксиды серы и азота, а также кислоты ( $\text{HCl}$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{HNO}_3$ ) и др. Их масса в основном зависит от вида и массы прореагировавшего горючего материала. В ходе ВД в Ираке таким материалом преимущественно была нефть. Это позволило оценить массы выброшенных химических веществ. Результаты их оценок приведены в табл. 15.3. Из нее видно, что ВД привели лишь к незначительному (около 1 %) дополнительному запылению атмосферы. В то же время масса выброшенного дыма за 10 – 20 дней приблизилась к фоновому значению массы дыма во всей атмосфере (около  $5 \cdot 10^9$  кг). Это повлекло за собой значительные выбросы двуокиси и окиси углерода. Так, средняя скорость дополнительного поступления  $\text{CO}_2$  составила 50 т/с (в мирных условиях эта величина составляет около 500 т/с для земного шара в целом и 0,5 т/с для Ирака). Окиси углерода в атмосферу поступило около  $4 \cdot 10^9$  кг, т.е. около 1 % всей массы этого газа в атмосфере. Еще более впечатляющие поступления сажи, которые приблизились к  $2 \cdot 10^9$  кг (фоновое значение  $5 \cdot 10^8$  кг).

Дополнительные выбросы углеводородов были существенными лишь для достаточно тяжелых углеводородов ( $\text{C}_3\text{H}_8$  и

т.п.). Они составили величины, примерно равные фоновым во всей атмосфере.

Массы дополнительно выброшенных окислов серы и азота, а также кислот составили около 10 % масс этих веществ, поступающих в земную атмосферу в результате хозяйственной деятельности человека.

*Другие экологические эффекты.* К определенным экологическим последствиям привела инъекция тепловой энергии в результате сгорания больших масс горючих веществ. Существенным является возмущение параметров глобальной электрической цепи в результате выброса наэлектризованной пыли при взрывах и значительных масс дыма при пожарах, а также радиоактивных веществ при взрывах боевых частей, снабженных насадками из слабо обогащенного урана. Мощные пожары, как и выброс радиоактивного вещества, способствовали увеличению проводимости приземного слоя атмосферы на значительных площадях, который, как известно, имеет наибольшее сопротивление в глобальной электрической цепи. Изменение электрических параметров этой цепи могло повлечь за собой проявление ряда вторичных процессов как в атмосфере, так и в ионосфере и магнитосфере [208, 210 – 214, 216].

*Вторичные (триггерные) процессы.* Считается [207], что вторичные процессы на земле и в атмосфере вызваны экранированием солнечного излучения слоем дыма и сажи в течение времени  $\Delta t_s$ , равном времени существования аэрозолей.

При пожарах коэффициент поглощения  $\alpha_{ab} \approx 2,86\alpha_s s_c$ , где  $\alpha_s$  – коэффициент экстинкции,  $s_c$  – массовая доля углерода [69, 71]. При  $s_c \approx 0,5$  величина  $\alpha_{ab} \approx 5 \cdot 10^3$  м<sup>2</sup>/кг. Поскольку  $m_{ab} = k_{ab}m_1$ ,  $m_a = k_a m_1$ ,  $E_1 = \varepsilon_T m_1$ , коэффициент триггерности [216]

$$K_{tr} = 0,85 \frac{\Pi_{s_0}(0)(\alpha_{ab}k_{ab} + 0,15\alpha_s k_a)}{\varepsilon_T} \Delta t_s. \quad (15.1)$$

Здесь  $k_{ab} = (m_a/m_1)(m_{ab}/m_a)$ ,  $k_a = m_a/m_1$ ,  $m_a/m_1$  – коэффициент образования аэрозолей,  $m_{ab}/m_a$  – доля углерода в массе аэрозо-

лей. При  $k_{ab} = 0,05$ ,  $k_a = 0,1$ ,  $\varepsilon_T = 4 \cdot 10^7$  Дж/кг,  $\Delta t_s = 10^6$  с получаем  $K_{tr} \approx 4 \cdot 10^3$ . При лесных пожарах  $\varepsilon_T \approx 10^7$  Дж/кг. Тогда при том же  $\Delta t_s$  имеем  $K_{tr} \approx 1,6 \cdot 10^4$ .

Из формулы (15.1) видно, что  $K_{tr}$  пропорционален  $\Delta t_s$  и не зависит от  $S$  (при  $\gamma \ll 1$ ). Здесь  $\gamma \approx 1,7(\gamma_{ab} + 0,15\gamma_s)$ ,  $\gamma_{ab} = \alpha_{ab}\rho_{ab}s$ ,  $\gamma_s = \alpha_s\rho_s s$  – оптические толщины поглощения и рассеяния,  $\rho_a$  – объемная плотность аэрозолей слоя толщиной  $s$ .

При пожарах в Ираке (в основном при горении нефтескважин) суммарное энерговыделение достигло примерно  $2 \cdot 10^{18}$  Дж, а средняя мощность – почти  $10^{12}$  Вт. Для сравнения укажем, что человечество в год потребляет энергию величиной около  $6 \cdot 10^{20}$  Дж при мощности  $2 \cdot 10^{13}$  Вт. Выбросы дыма составили около 4 Мт, фоновое значение массы дыма над Ираком в среднем близко к 4 кт. На несколько порядков превысили фоновое значение также выбросы углерода, углеводородов, оксидов серы и азота, кислот (см. табл. 15.3). Естественно, что эти выбросы усугубили экологическую обстановку как в Ираке, так и в прилегающих к нему государствах. Добавим, что в ходе ВД ветер над Ираком был направлен преимущественно с юга на север.

Энергия и мощность вторичных процессов приблизились к  $10^{22}$  Дж и  $7 \cdot 10^{15}$  Вт. В то же время мощность динамических процессов (ветров) в атмосфере над Ираком при средней скорости ветра 10 м/с составляет около  $10^{13}$  Вт, а их энергия за время ведения ВД (20 суток) – около  $2 \cdot 10^{19}$  Дж. Частичное экранирование слоем дыма и сажи солнечного излучения привело к тому, что земная поверхность недополучила солнечной энергии около  $10^{22}$  Дж при средней мощности около  $7 \cdot 10^{15}$  Вт. Все это означает, что ВД привели к существенному нарушению теплового и динамического режимов в системе подстилающая поверхность – атмосфера над Ираком. Наибольший вклад в этот эффект дало горение нефтяных скважин, вклад взрывов и пожаров на нефтехранилищах был в  $10^2 - 10^3$  раз

меньше. Еще к меньшему (в 100 раз) эффекту привели городские пожары.

Несмотря на значительную энергетику вторичных процессов, они не имели катастрофических последствий ни для атмосферы, ни для земной поверхности из-за их относительно небольшой ( $\sim 10$  суток) продолжительности. Кроме того, относительное изменение мощности солнечного излучения у подстилающей поверхности, равное  $\gamma$ , было заведомо существенно меньше единицы. Поэтому вдали от мест взрывов и пожаров запыление и задымление атмосферы визуально практически не наблюдалось. Описываемые вторичные процессы по своей интенсивности и, главное, по своей продолжительности существенно отличались от процессов, приводящих к “ядерной ночи”, “ядерной зиме”, “вулканической зиме” или к “астероидной зиме” [203 – 205]. Первопричина всех этих процессов общая – запыление и задымление атмосферы. Изучаемые здесь процессы скорее напоминают экранирование солнечного излучения облачной структурой.

Суммарная энергия АГВ, сгенерированных в ходе операции “Страх и трепет”, приблизилась к 5 ПДж, т.е.  $5 \cdot 10^{15}$  Дж, при средней мощности около 2 ГВт, в то время как над территорией Ирака фоновое значение мощности АГВ примерно равно 0,1 – 0,3 ГВт. Видно, что ВД привели к увеличению мощности АГВ на порядок, что в свою очередь вызвало значительную перестройку режима взаимодействия между нижней и верхней атмосферами.

Результаты выполненных в [207] исследований показали, что воздействие на атмосферу в ходе современных региональных неядерных войн может быть значительным и должно приниматься во внимание. Наиболее существенные по энергетике экологические последствия связаны с выбросами мелкой пыли, дыма и сажи, которые частично экранируют солнечное излучение. Энергия вторичных процессов на 3 – 6 порядков превосходит энергию первичного источника. Несмотря на это,

вторичные процессы не приводят к катастрофическим последствиям, если ВД не принимают затяжного характера.

Таблица 15.2

**Результирующие параметры воздействия на атмосферу  
во время военных действий  
(в скобках масса пыли,брошенной на большие высоты)**

Параметр	Взрывы	Городские пожары	Горение нефтяных скважин	Горение нефте-хранилищ	Полеты летательных аппаратов
Масса прореагировавшего вещества, кг	$1,5 \cdot 10^7$	$10^7$	$3,7 \cdot 10^{10}$	$7,8 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^7$
Масса дыма, кг	–	$10^6$	$3,7 \cdot 10^9$	$7,8 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^6$
Масса CO <sub>2</sub> , кг	$5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$10^{11}$	$3 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^8$
Масса С, кг	–	$5 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^9$	$3,9 \cdot 10^7$	$10^5$
Масса пыли, кг	$3 \cdot 10^8$ ( $7,5 \cdot 10^7$ )	–	–	–	–
Энерговыведение, Дж	$6 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{16}$	$1,6 \cdot 10^{15}$
Средняя продолжительность, с	$10^6$	$10^5$	$2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$	$10^5$
Средняя мощность, Вт	$6 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^9$	$7,4 \cdot 10^{11}$	$10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{10}$
Акустическая энергия, Дж	$6 \cdot 10^{12}$	$10^{12}$	$4,5 \cdot 10^{15}$	$10^{14}$	$4 \cdot 10^{12}$
Акустическая мощность, Вт	$6 \cdot 10^6$	$10^7$	$2,3 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^7$
Энергия вторичных процессов, Дж	$2 \cdot 10^{19}$	$1,7 \cdot 10^{17}$	$1,3 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{19}$	Незначительна
Мощность вторичных процессов, Вт	$2 \cdot 10^{13}$	$1,7 \cdot 10^{12}$	$6,5 \cdot 10^{15}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	Незначительна
Коэффициент усиления энергии	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^2$	$8,7 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$	–

Таблица 15.3

**Массы аэрозолей и химических веществ, инжектируемых  
в атмосферу в ходе военных действий**

Вещество	Инжектированная масса, кг	Фоновое значение во всей атмосфере, кг	Фоновое значение в атмосфере над Ираком, кг
Пыль	$7,5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{10} - 2,5 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^8$
Дым	$4 \cdot 10^9$	$5,5 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^6$
Двуокись углерода	$10^{11}$	$3 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{12}$
Окись углерода	$4 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^8$
Углерод	$2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^5$
Углеводороды:			
CH <sub>4</sub>	$2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^9$
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	$2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^6$
другие	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^5$
Окислы серы	$9 \cdot 10^7$	$9 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^5$
Окислы азота	$7 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^5$
Кислоты:			
HCl	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^6$
H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	$1,5 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^9$	$10^6$
HNO <sub>3</sub>	$10^8$	$10^9$	$8 \cdot 10^5$

Как показали эксперименты [202], возникшие в приземной среде возмущения распространяются на большие (~ 1000 км) расстояния и охватывают не только нижнюю атмосферу, но и среднюю и верхнюю атмосферу, а также ионосферу с магнитосферой, т. е. всю систему ЗАИМ.

Таким образом, на примере ВД в Ираке показано, что мощность и энерговыведение отдельного городского пожара достигали 10 МВт и ~ 1 ТДж. Суммарное энерговыведение было около 400 ТДж при средней мощности, близкой к 4 ГВт. При этом в атмосферу было выброшено около 1 кт дыма и 0,5 кт сажи.

Энергия и мощность вторичных процессов, обусловленных частичным экранированием солнечного излучения, составили около 170 ПДж и  $\sim 1,7$  ТВт. Величина акустической энергии, сгенерированной городскими пожарами, достигала 1 ТДж при средней мощности 10 МВт.

Горение нефтяных скважин – самый интенсивный источник возмущения параметров околоземной среды и процессов в ней. Мощность, выделяемая при горении скважины в ходе ВД в Ираке, составляла десятки ГВт, энерговыделение – десятки ПДж, а высота термика – 3 км. Суммарное количество сгоревшей нефти приблизилось к 40 Мт, энерговыделение – к 1000 ПДж при средней мощности около 1 ТВт. В результате горения нефтяных скважин (около 50 штук) в атмосферу было выброшено почти 4 Мт дыма и 2 Мт сажи. Массы этих выбросов сравнялись или даже превзошли (для сажи) массы дыма и сажи во всей атмосфере. Это привело к эффекту частичного экранирования солнечного излучения, из-за которого земная поверхность недополучила около  $10^{22}$  Дж энергии солнечного излучения. Мощность этого вторичного (триггерного) процесса составила около 7 ПВт. Горение нефтескважин сопровождалось генерацией АГВ с энергией около 4,5 ПДж и средней мощностью около 2 ГВт.

При пожарах на нефтехранилищах Ирака сгорело почти 1 Мт нефти, в атмосферу выброшено около 80 кт дыма и 40 кт сажи. Суммарное энерговыделение составило 30 ПДж при средней мощности 100 ГВт. Энергия и мощность вторичных процессов, связанных с экранированием солнечного излучения, составили  $4 \cdot 10^{19}$  Дж и 0,1 ПВт. Горение нефтехранилищ сопровождалось генерацией АГВ с энергией около 100 ТДж и мощностью 0,3 ГВт.

При пожарах в частотном спектре АГВ должно было иметь место усиление его составляющих на частотах 0,002, 0,1 и 1 Гц при среднем диаметре пламени около 10 м.

В ходе ВД при лесных пожарах может сгореть до нескольких Мт древесины. В атмосферу при этом будет выброшено сотни кт дыма и сажи. Суммарное энерговыделение от лесных пожаров может достичь десятков ПДж при средней мощности в несколько ТВт.

Кроме нарушения теплового и динамического режимов в системе подстилающая поверхность – атмосфера, к негативным экологическим последствиям приводят выбросы углеродов ( $\sim 10 - 100$  % от фонового значения во всей атмосфере) и кислот HCl, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> и HNO<sub>3</sub> ( $\sim 10$  % от фонового значения во всей атмосфере). Такие выбросы следует признать если не катастрофическими, то, по крайней мере, недопустимыми.

Интенсивные пожары, выбросы наэлектризованной пыли и аэрозолей, инъекция радиоактивного вещества в результате использования слабо обогащенного урана, изменяя проводимость достаточно больших объемов атмосферного газа, должны приводить к существенному возмущению электрических параметров атмосферы над регионом ВД и глобальной электрической цепи в целом.

Значительная энергетика АГВ обуславливает нарушение режима взаимодействия нижней и верхней атмосфер, а также возникновение вторичных процессов. Имеют место и другие каналы воздействия процессов в приземной атмосфере на ионосферу и магнитосферу, а значит и всю систему ЗАИМ. К счастью, все эти вторичные процессы не являются катастрофическими.

## Глава 16

### ЭФФЕКТЫ АВАРИЙ И КАТАСТРОФ В СИСТЕМЕ ЗАИМ

В работах автора [216 – 220] описаны геофизические эффекты и экологические последствия массовых взрывов и по-

жаров на военных складах в г. Артемовск в октябре 2003 г. и под г. Мелитополь в мае 2004 г. (Украина).

Аналогичное происшествие имело место на Камчатке, на военных складах Тихоокеанского флота России в октябре 2005 г. Показано, что такие катастрофы относятся к одним из наиболее значительных в мирное время. В определенном смысле они также представляют собой разновидность активных экспериментов.

Масса прореагировавших в течение катастрофы в г. Артемовск боеприпасов составляла около 1,7 кт (общая масса боеприпасов была около 3,2 кт). Запасы боеприпасов на военной базе под г. Мелитополь перед началом катастрофы приближались к 100 кт. Прореагировало около 18 кт. Следовательно, величина геофизических эффектов и геоэкологических последствий для второй катастрофы была значительно больше. В результате взрывов на Камчатке прореагировало около 0,5 кт из хранившихся 27 кт боеприпасов.

Каждая катастрофа имеет свои индивидуальные особенности (см., например, описание катастроф в [215]), требует тщательного изучения и разработки мер по их предотвращению.

Для примера приведем основные результаты комплексного анализа геофизических эффектов и геоэкологических последствий, вызванных взрывами боеприпасов и пожарами на военных складах под г. Мелитополь [218, 220].

### 16.1. Общие сведения о масштабах катастрофы

275-я база артиллерийских боеприпасов (военная часть А 2985) располагалась в 4 км от с. Новобогдановка Мелитопольского района Запорожской области [218, 220]. Площадь базы составляла 36 га. На складах хранились 91631 т боеприпасов (100-, 122- и 150-миллиметровые снаряды, а также снаряды для реактивных систем залпового огня (РСЗО) типа “Град”, “Ураган” и “Смерч”). Дальность полета снарядов

РСЗО в штатном режиме составляет 20 – 35 км, в нештатном – достигает 70 – 75 км.

Катастрофа началась с пожара на одном из складов 6 мая 2004 г. Первый боеприпас взорвался в 09:15 UT. Через 1 – 2 ч частота взрывов  $\nu$  достигла значений 1200 – 1800 ч<sup>-1</sup>, к вечеру частота уменьшилась до 700 – 900 ч<sup>-1</sup>. Взрывы сопровождались очень сильным пожаром, высота пламени и дыма достигала 300 м. В ночь с 6 на 7 мая прошел ливень, локализовавший пожар. Высота пламени и дыма уменьшилась до 60 м. Утром 7 мая  $\nu \approx 60 – 120$  ч<sup>-1</sup>, а к обеду частота взрывов уменьшилась примерно до 30 ч<sup>-1</sup>. В ночь с 7 на 8 мая прошел еще один дождь. Интенсивность пожаров и взрывов при этом снижалась. Взрывы с постепенно уменьшающейся частотой наблюдались до 15 мая.

По оценкам автора за первые сутки произошло около 10 тыс. взрывов, а за остальные 8 суток – около 2 тыс. Наиболее интенсивные взрывы наблюдались после обеда 6 мая. За время около 1 ч имело место 2 тыс. взрывов.

Осколки от осколочно-фугасных артиллерийских снарядов разлетались на десятки километров. Максимальная расчетная дальность полета снарядов РСЗО приближалась к 70 – 75 км. В зоне радиусом 3 – 5 км плотность разбросанных боеприпасов и крупных осколков составляла 100 – 10 км<sup>-2</sup> соответственно. В зоне поражения осколками артснарядов оказались более 250 населенных пунктов, в которых проживало 23900 жителей. Районный центр, г. Мелитополь, находился в 25 км от эпицентра катастрофы. Запорожская АЭС располагалась в 70 км от него.

Положение усугублялось тем, что в зоне досягаемости осколков, а тем более реактивных снарядов, оказались газопровод, нефтебаза и цистерны с аммиачной селитрой. Их разрушение могло значительно увеличить масштабы катастрофы.

В воздух взлетело около 20 % (18 кт) хранившихся боеприпасов.

*Энергетика взрывов.* Общая масса боеприпасов составляла около 91,6 кт. Причем масса ВВ была близка к 50 %, или 45 кт. Считаем, что удельное энерговыделение  $\varepsilon_d$  ВВ такое же, как и тротила (ТНТ). Для последнего  $\varepsilon_d = 4,2$  МДж/кг [221]. Тогда массе в 45 кт соответствует суммарное энерговыделение  $E_{\Sigma} \approx 1,9 \cdot 10^{14}$  Дж. Для сравнения укажем, что в августе 1945 г. на Хиросиму была сброшена авиабомба с энерговыделением, эквивалентным примерно 12,5 кт ТНТ ( $5,3 \cdot 10^{13}$  Дж) [215].

## 16.2. Эффекты взрывов и пожаров

Выполненные в работе [218, 220] оценки справедливы, как это бывает в случае подобных техногенных катастроф, по порядку величины, так как многие входные параметры не были известны точно. Для уменьшения влияния неизбежной при этом неопределенности расчеты выполнены для диапазона значений ряда входных параметров.

*Акустические эффекты.* В естественных условиях мощность акустического излучения в г. Мелитополь составляет в среднем десятки киловатт. Взрывы и пожары привели к генерации интенсивного акустического излучения. В первые часы катастрофы их мощности составляли 0,2 – 1,4 ГВт и 15 МВт соответственно, т. е. возросли в десятки – сотни тысяч раз (в результате разразившейся канонады) или в сотни раз (за счет интенсивных пожаров).

Акустические эффекты могли иметь не только локальные последствия. Дело в том, что ВГВ, распространяясь вверх, диссипируют на высотах 100 – 250 км, изменяя динамический режим средней и верхней атмосфер.

Другие механизмы воздействия на верхнюю атмосферу и геокосмос кратко обсуждаются в работе автора [207].

*Электромагнитные эффекты.* Эти процессы были относительно слабыми и не могли вызвать серьезные изменения в атмосфере и геофизических полях вдали от места катастрофы.

*Сейсмический эффект* был сравнительно малым из-за растянутости взрывов во времени. В то же время суммарная энергия сейсмических волн имела внушительную величину – около 1 – 2 ГДж.

*Триггерный эффект.* Оказалось, что энергия вторичных процессов превышает на 3 – 4 порядка энергию взрывов и пожаров. К счастью, он не привел (в отличие от извержений мощных вулканов) к катастрофическим последствиям ни для поверхности планеты, ни для ее атмосферы из-за сравнительно небольшой (1 – 10 суток) продолжительности воздействия.

*Эффекты выбросов химических веществ.* Массы выброшенных пылевых аэрозолей и дыма примерно на два порядка превысили их массы в атмосфере над Мелитополем (табл. 16.1). Масса инжигированной двуокиси углерода составила около 20 % от ее фонового значения в атмосфере над городом. При площади региона катастрофы 30 км<sup>2</sup> удельная скорость поступления CO<sub>2</sub> в 12 тыс. раз превысила ее фоновое значение, равное 10<sup>-9</sup> кг/(м<sup>2</sup>с) [207, 218, 220]. Масса поступившей окиси углерода в 170 раз превысила массу этого газа над Мелитополем (площадь в 30 км<sup>2</sup>). Особенно были значительными выбросы углерода (сажи): его масса примерно в 17 тыс. раз больше массы этого вещества в атмосфере над городом.

*Эффекты массовости взрывов.* Специфика массовых химических взрывов рассматривалась выше, а также в работе автора [220]. Важно, что эффекты от отдельных взрывов не просто накладывались. В ряде случаев можно было ожидать параметрического усиления процессов, например, генерации акустического и электромагнитного излучений на частотах, близких к частоте повторения взрывов.

Нельзя не отметить и синергетическое взаимодействие взрывов и пожаров. В частности, взрывы приводили к перемешиванию воздуха, а значит к интенсификации процесса горения. Сильные пожары, создавая мощную вертикальную тягу (скорость потоков воздуха достигала 10 м/с), способствовали

забрасыванию аэрозолей (и что важно – заряженных) на большие высоты.

*Сравнение катастроф в Артемовске и под Мелитополем* [217 – 220]. Обе катастрофы произошли на Украине, вторая разразилась примерно через полгода после первой. На складах в Артемовске хранилось 3,2 кт боеприпасов, прореагировало 1,7 кт, под Мелитополем – соответственно 91,6 и 18 кт. Радиус разлета боеприпасов и осколков в первом случае редко превышал 3 – 4 км, во втором – достигал 10 – 11 км. В целом, величины эффектов взрывов в течение катастрофы под Мелитополем были примерно в 3 – 10 раз больше. Пожары были в десятки раз сильнее. Примерно во столько же раз были больше и экологические последствия.

Таблица 16.1

**Массы аэрозолей, химических веществ и энергия акустического излучения, инжектируемых в атмосферу в ходе катастрофы под Мелитополем (площадь города около 30 км<sup>2</sup>), и их сравнение с фоновыми значениями**

Вещество (излучение)	Инжектируемая масса (мощность)	Фоновое значение в атмосфере над Мелитополем	Фоновое значение в атмосфере над Украиной	Фоновое значение во всей атмосфере
Аэрозоли (пыль)	0,1 – 1 кт	3 – 15 т	60 – 300 кт	50 – 250 Мт
Аэрозоли (дым)	1 кт	330 кг	6 – 7 кт	5,5 Мт
Двуокись углерода	35 кт	180 кт	3,6 Гт	3 Тт
Окись углерода	5 кт	30 т	600 кт	0,5 Гт
Углерод (сажа)	500 т	30 кг	600 т	0,5 Мт
Акустическое: – за счет взрывов – за счет пожаров	0,2 – 1,4 ГВт 15 МВт	10 – 30 кВт	200 – 600 МВт	150 – 500 ГВт

*Основные итоги.* Изучение физических эффектов и экологических последствий массовых химических взрывов на военных складах – важная научная, морально-этическая, социальная, экономическая и военно-политическая задача.

В течение катастрофы 6 – 16 мая 2004 г. на складах вблизи г. Мелитополь масса прореагировавших боеприпасов составила около 18 кт, а энерговыделение – около 20 ТДж.

При взрывах разрушено и перемещено около 360 кт вещества. При этом образовано десятки кило тонн пыли, в том числе и порядка 0,1 – 1 кт аэрозолей (часто заряженных), заброшенных на достаточно большие высоты, где время их оседания составляет 1 – 10 суток. Масса разлетевшихся в зоне радиусом до 10 км останков боеприпасов превышала 10 кт.

Взрывы привели к генерации акустического излучения с суммарной энергией около 14 ТДж, его мощность была близка к 0,2 – 1,4 ГВт. В спектре акустического излучения преобладали составляющие с частотами порядка 1 – 10 Гц.

Суммарная энергия сейсмических волн, сгенерированных взрывами, не превышала 1 – 2 ГДж. Их средняя мощность составляла десятки – сотни киловатт.

Вблизи очага катастрофы напряженность атмосферного электрического поля должна была на 3 – 4 порядка превышать ее фоновое значение и составлять 0,1 – 1 МВ/м.

Вариации индукции геомагнитного поля должны были достигать значений в несколько десятков пикотесла, что заметно превышает уровень фоновых флуктуаций.

Взрывы боеприпасов сопровождалась генерацией электромагнитного излучения в широком диапазоне частот.

Взрывы на складах привели к крупномасштабным интенсивным пожарам. Их горизонтальный и вертикальный размеры достигали 100 и 300 м соответственно. Массы сгоревших материалов, дыма и сажи составили около 10 тыс., 1 тыс. и 500 т соответственно. Энерговыделение при пожарах и их мощность достигали примерно 100 ТДж и 5 ГВт.

Пожары вызвали генерацию АГВ с мощностью 15 МВт и энергией 300 ГДж. Следовало ожидать усиления излучения вблизи частот 1,9 и 3 мГц, а также в диапазонах частот 0,02 – 0,2 и 0,01 – 1 Гц.

Массовые взрывы и пожары нарушили тепловой и динамический режим в системе подстилающая поверхность–атмосфера. Генерация, распространение и диссипация АГВ активизировали взаимодействие нижней и верхней атмосфер. Нельзя исключать и другие каналы воздействия процессов в приземной атмосфере на ионосферу и магнитосферу, т. е. на всю систему ЗАИМ.

Важнейший результат исследований заключается в подтверждении установленного ранее автором факта возможности стимуляции вторичных, значительно более энергичных, процессов. Они связаны с рассеянием аэрозолями и поглощением сажей солнечного излучения продуктами взрывов и горения, выброшенными в стратосферу, а значит частичным экранированием земной поверхности.

Важно, что коэффициент триггерности в случае описываемой катастрофы составлял  $10^3 - 10^4$ . В результате экранирования солнечного излучения земная поверхность недополучила за 10 суток около  $2 \cdot 10^{18}$  Дж энергии. Примерно такая же энергия выделилась в атмосфере. К счастью, такие нарушения энергетического баланса не имеют катастрофического значения ни для земной поверхности, ни для атмосферы.

Техногенная катастрофа под Мелитополем примерно на порядок сильнее катастрофы, имевшей место 10 – 11 октября 2003 г. возле Артемовска.

## Глава 17

### ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ ЗАИМ

Исследование волновых возмущений (ВВ) относится к одной из основных проблем физики атмосферы и геокосмоса (см., например, [1, 84, 86, 102]).

ВВ занимают видное место в системном подходе к исследованию образования Земля – атмосфера – ионосфера – магни-

тосфера [7 – 9]. Дело в том, что ВВ являются не только переносчиком энергии и импульса в системе ЗАИМ, они также служат индикатором состояния этой системы в целом и вариаций космической (да и обычной) погоды в частности.

При изучении ВВ обычно решаются следующие задачи: 1) уточняется роль и проявления различных источников ВВ; 2) определяется величина переносимой ВВ энергии и импульса; 3) выявляется спектральный состав ВВ и его изменения при распространении ВВ; 4) уточняется роль ВВ во взаимодействии подсистем в системе ЗАИМ [7 – 9]; 5) по характеристикам ВВ изучаются физические процессы в околоземной среде. ВВ могут быть инструментом дистанционной диагностики параметров атмосферы и геокосмоса, поскольку дальность распространения ВВ достигает 1 – 10 тысяч километров.

Волновое поле вариаций электронной концентрации  $\Delta N(t, \mathbf{r})$  представляет собой результат интерференции большого числа волн с различными периодами (частотами), длинами волн, амплитудами, скоростями распространения, направлениями распространения и т.д. Более того, на квазирегулярные вариации  $\Delta N$  накладываются случайные флуктуации. Часто, однако, в этом многообразии начинают преобладать ВВ с определенными периодами и амплитудами. Обычно задачей исследователя является выделение именно этих ВВ, так как они обладают наибольшей энергией и более всего влияют на процессы в среде и характеристики распространяющихся в ней радиоволн.

#### 17.1. Методы выявления квазипериодических процессов и волновых возмущений (ВВ)

Для наблюдения квазипериодических процессов (волновых возмущений) нами использовались радары частичных отражений (высота  $z \approx 70 - 100$  км), доплеровский радар декаметрового диапазона ( $z \approx 100 - 400$  км), сигналы навигационных

спутников (когерентные частоты 150/400 МГц), а также сигналы навигационных и вещательных радиостанций (частоты от 40 кГц до 30 МГц).

Для комплексной диагностики параметров ВВ в геокосмической плазме использовался харьковский радар некогерентного рассеяния.

ВВ индукции геомагнитного поля (геомагнитные пульсации в диапазоне частот 0,001 – 1 Гц) регистрировались при помощи высокочувствительного магнитометра-флюксметра [129].

Для выявления квазипериодических процессов использовалось как традиционное преобразование Фурье, так и его модификация, названная адаптивным преобразованием Фурье. В этом случае адаптация заключается в приспособлении времени интервала обработки к величине оцениваемого периода Фурье-компоненты сигнала [222].

В последнее время для анализа различных процессов успешно применяется вейвлет-преобразование, которое обладает одновременно хорошим частотным и временным разрешениями (см., например, [223, 224]).

К задачам физики космоса и космической радиофизики вейвлет-анализ нашел применение в работах [123, 130, 225 – 229]. Наряду с вейвлет-спектрами имеет смысл анализировать и другие, производные, параметры вейвлет-преобразования (энерграмма, скелетон и др.) [222, 228].

Оказалось, что результаты Фурье-анализа и вейвлет-анализа не исключают, а хорошо дополняют друг друга [222, 228]. Разработан удобный формат представления данных, состоящий из анализируемого временного ряда, результатов спектрального и вейвлет-преобразования (спектров), энерграмм, скелетонов и т. п. [222, 228].

Опишем далее результаты наблюдения различными методами ВВ в ионосфере, вызванных нестационарными процессами в системе ЗАИМ [230 – 241].

## 17.2. Результаты экспериментов

Обсудим вначале суточные вариации параметров ВВ [240, 241]. Прежде всего, отметим, что ВВ наблюдались практически в любое время суток и на всех высотах (~ 100 – 500 км, а в отдельных экспериментах вплоть до 1000 км). Их амплитуда, как правило, качественно отслеживала суточный ход электронной концентрации  $N(t)$  в ионосфере, включая локальные максимумы в зависимости  $N(t)$ . В дневное время амплитуда ВВ была в 2 – 5 раз больше, чем в ночное время. Значение  $N$  при этом изменялось примерно на порядок. Поэтому относительная амплитуда ВВ  $\delta_N = \Delta N/N$  в ночное время была обычно в 2 – 5 раз больше, чем в дневное. Последнее имело место лишь в нижней части F-области ионосферы, т. е. на высотах  $z < 300$  км. Здесь в дневное время  $\delta_N \leq 20$  %, а в ночное время  $\delta_N$  достигали многих десятков процентов. Как правило, чем меньше было значение  $N$ , тем больше было значение  $\delta_N$ . К сожалению, при малых значениях  $N$  имели место и малые значения отношения сигнал/шум ( $q \leq 0,1$ ). Поэтому с ростом  $\delta_N$  возрастала и ее неопределенность. Например, 22 марта 2003 г. на высоте 152 км  $\delta_N \approx 70 \pm 30$  %, а на высоте 290 км она составляла  $25 \pm 6$  %.

В верхней части F-области ионосферы (высоты от 300 – 400 до 500 – 550 км) суточные вариации  $\delta_N(t)$  были выражены слабо.

Интересной является высотная зависимость амплитуды ВВ в дневное время. На высотах от 100 – 125 км до высот 200 – 300 км она увеличивалась в 5 – 20 раз. При  $z \approx 200 – 300$  км обычно наблюдались максимальные значения амплитуд ВВ. На больших высотах прослеживалось постепенное их уменьшение. При  $z \approx 500$  км амплитуды ВВ были на порядок меньше, чем при  $z \approx 200 – 300$  км. При этом характерный масштаб убывания амплитуд (в  $e$  раз) составлял около 100 км.

Если бы высотный ход амплитуд ВВ в дневное время определялся только профилем  $N(z)$ , для которого максимум отмечается на высоте около 300 км, то и максимум амплитуд, по видимому, наблюдался бы примерно на 300 км. В то же время последний проявляется на высотах 200 – 300 км. Скорее всего, высотная зависимость амплитуд ВВ определялась их волноводным характером распространения, а также физическими процессами, ответственными за формирование и диссипацию  $\Delta N$  (см. об этом ниже). Эффективная толщина волновода и его высота составляли около 150 – 200 и 180 – 200 км соответственно.

Рассмотрим сезонную зависимость. ВВ наблюдались во все сезоны года. В зависимости от сезона характеристики ВВ изменялись лишь количественно. Относительно небольшой объем исходных данных не позволил установить сезонный ход характеристик ВВ. Можно утверждать, что высота волновода и его эффективная толщина не сильно изменялись в зависимости от времени года.

Во все сезоны амплитуда ВВ в дневное время была больше в 2 – 5 раз, чем в ночное время. Относительная амплитуда, во все сезоны ночью была больше, чем днем.

Нижняя граница, начиная с которой суточные зависимости  $\delta_N(t)$  были выражены слабо, изменялась существенно – примерно от 300 до 400 км.

Влиянию солнечного терминатора (СТ) на параметры ионосферы посвящено большое количество работ (см., например, [15 – 18, 67, 180, 237, 239 – 241]). Тем не менее, его роль изучена недостаточно, особенно в экспериментальном плане.

В наших наблюдениях отмечалось, что после прохождения СТ изменялись амплитуды ВВ и их спектральный состав. Поскольку горизонтальная скорость ВВ, связанных с терминатором, обычно составляет  $v = 100 – 300$  м/с, а его скорость движения в средних широтах – около 350 м/с, ВВ могут существенно (на несколько часов) отставать от терминатора. При

декременте затухания ВВ  $3 \cdot 10^{-4} – 10^{-3}$  км<sup>-1</sup> и  $v = 200$  м/с продолжительность их наблюдения должна составлять 1,5 – 5 часов. Это означает, что утренний и вечерний терминаторы вместе способны поддерживать существование ВВ в течение времени от 3 до 10 часов. Эти оценки не противоречат нашим наблюдениям, а также результатам других исследователей.

Кратко рассмотрим влияние затмений Солнца. ЗС напоминает наступление кратковременной (около 2 – 3 ч) ночи. Поэтому затмения, как и прохождение солнечного терминатора, сопровождаются изменением характера ВВ, при этом варьируются амплитуды и спектральный состав ВВ. Продолжительность реакции на ЗС достигала многих часов.

Остановимся на особенностях ВВ, сопровождавших ионосферную бурю на примере двухфазной ионосферной бури 20 – 21 марта 2003 г. В течение положительной фазы, днем 20 марта, амплитуда ВВ была существенно больше, чем в последующие три дня. В период отрицательной фазы, т. е. 21 марта, амплитуды были заметно ниже, чем 22 и, тем более, 20 марта. Можно утверждать, что амплитуды  $\Delta N$  качественно отслеживали изменения  $N$ . Как известно, положительная и отрицательная бури сопровождаются соответственно ростом и падением  $N$  по сравнению с фоновым днем.

Поведение относительных амплитуд ВВ также существенно изменялось в зависимости от фазы ионосферной бури. Так, 20 марта, в период положительной фазы, значения  $\delta_N$  были в 1,5 – 4 раза меньше, чем в последующие дни. В течение отрицательной фазы, напротив, наблюдалось увеличение в 2 – 3 раза значений  $\delta_N$ , особенно в верхней части области F ионосферы. Здесь относительная амплитуда достигала 40 – 80 %.

Опишем далее особенности ВВ, сопровождавших магнитные бури. Выше отмечалось, что магнитные, ионосферные и атмосферные бури представляют собой проявление единого процесса – геокосмической бури. Последняя вызывается мощными нестационарными “порывами” солнечного ветра. Уси-

лившиеся “порывы” сопровождаются инжекцией энергии и частиц в геокосмосферу. В результате этого атмосфера нагревается, в термосфере существенно изменяется градиент температуры, усиливаются атмосферные ветры. В полярных областях (широта около  $\pm 70^\circ$ ) генерируются ВВ, которые распространяются преимущественно к экватору.

Если нагрев атмосферы приводит к деформации “стенок” атмосферного (точнее термосферного) волновода и его высоты расположения, то вариации концентрации электронов в ионосфере обуславливают существенные изменения абсолютных и относительных амплитуд ВВ. Об этом свидетельствуют результаты моделирования и наблюдений.

Вариации характеристик ВВ, сопровождавших описанные выше МБ, отличались многообразием так же, как отличаются многообразием сами магнитные бури. Строго говоря, нет двух подобных МБ. Заметно изменялся спектральный состав ВВ, однако периоды преобладающих колебаний находились в пределах 30 – 120 мин.

### 17.3. Характеристики волновых возмущений

Основными характеристиками ВВ являются частота их появляемости, периоды, длины волн в горизонтальной  $\lambda_x$  и вертикальной  $\lambda_z$  плоскостях, проекции скоростей  $v_{x,z}$  распространения, амплитуды и др.

Как оказалось, ВВ в диапазоне периодов 30 – 60 мин наблюдались практически всегда и на всех высотах ( $\sim 100$  – 500 км). Их максимальная амплитуда изменялась в пределах  $10^{10}$  –  $10^{11}$  м<sup>-3</sup>, а относительная амплитуда – от единиц до многих десятков процентов.

Высотный ход  $\Delta N$  и  $\delta_N$  часто был немонотонным. При этом на высотах  $z \approx 200$  – 300 км имели место максимумы в зависимостях  $\Delta N(z)$  и  $\delta_N(z)$ , причина появления которых обсуждается далее. Основные параметры термосферного волновода такие:

высота была около 200 км, а его эффективная толщина составляла 150 – 200 км.

На высотах  $z \leq 200$  – 250 км время появления одного и того же пакета ВВ обычно зависело от значения  $z$ : на меньших высотах пакет появлялся позже, чем на больших. При разности высот  $\Delta z_p$  в 20 км время запаздывания  $\Delta t_p$  в спокойных условиях изменялось в пределах 10 – 20 мин, что соответствовало  $v_z = \Delta z_p / \Delta t_p \approx 17$  – 34 м/с. При  $T \approx 30$  – 60 мин значения  $\lambda_z \approx 30$  – 120 км. В течение МБ 25 сентября  $\Delta t_p = 3$  – 5 мин и  $v_z \approx 90$  – 60 м/с. При  $T \approx 60$  мин имеем  $\lambda_z \approx 320$  – 220 км.

При исследовании естественных ВВ не удавалось определить горизонтальные составляющие  $v_x$  и  $\lambda_x$ , так как неизвестно было место генерации этих возмущений. Для ВГВ их можно вычислить, если учесть, что при  $\lambda_z^2 \ll \lambda_x^2$  и  $\lambda_z \ll H$  ( $H \approx 30$  – 50 км – приведенная высота атмосферы на высотах термосферы)  $\lambda_x = \lambda_z T / T_B$  [86, 223, 241], где  $T_B \approx 15$  мин – период Брента-Вяйсяля. Например, при  $v_z = 90$  м/с,  $T = 60$  мин имеем  $\lambda_x = 1280$  км. Для проекций групповых и фазовых скоростей при этом справедливы следующие соотношения [2, 244]

$$v_{gx} = -v_{gz} \frac{T}{T_B}, \quad v_x = v_z \frac{T_B}{T}.$$

При тех же значениях  $T$  и  $v_z$  имеем  $v_x \approx 22$  м/с,  $v_{gx} \approx 360$  м/с.

Амплитуда ВВ зависит от их природы. Периоды  $T \geq 15$  мин могут иметь медленные МГД, магнитоградиентные и гравитационные волны (см. также выше). Два первых типа волн так или иначе связаны с плазменными процессами, а третий тип – с процессами в нейтральной атмосфере.

По-видимому, волны с периодами более 15 мин чаще всего обусловлены генерацией и распространением гравитационных волн. Именно они через столкновения с нейтралами “навязывают” волновые движения ионизированной компоненте атмосферы на высотах F-области ионосферы. Рассмотрим это подробнее.

Для ионосферы на высотах 100 – 500 км, где применимо квазигидродинамическое описание плазмы, с учетом соударений электронов с ионами, рекомбинационных процессов и произвольной зависимости приведенной высоты атмосферы от высоты  $H(z)$ , следуя [242], можно получить такие уравнения для  $\delta_N$  [237]:

$$\delta_N = \frac{|K_z| u_{zm}}{|\tilde{\omega}|} e^{\xi/2} = \delta_{N0} e^{\xi/2}, \quad z \leq 200 \text{ км}, \quad (17.1)$$

$$\delta_N = \frac{2\Theta H u_{zm}}{D_0} \sqrt{\frac{\kappa^2 + 1}{F_1(\kappa)}} e^{-\xi/2}, \quad z \geq 200 \text{ км}, \quad (17.2)$$

где  $K_z = k_z - i/2H$ ,  $k_z$  – проекция (на направление  $\mathbf{B}$ ) волнового вектора,  $\tilde{\omega} = -i\omega_{N0} + \omega$ ,  $\omega_{N0} = \omega_{N0}^{-1}$ ,  $\omega$  – частота волны,  $D_0 = D|_{\xi=0}$ ,  $D$  – продольная (по отношению к геомагнитному полю) составляющая тензора амбиполярной диффузии,  $\Theta = H_p/H$ ,  $\kappa = 2k_z H$ ,  $F_1(\kappa) = \Theta^2 \kappa^4 + 2(\Theta^2 + 2\Theta + 2)\kappa^2 + (6 - \Theta)^2$ ,  $\xi = \int_0^z dz/H(z)$ ,  $u_{zm}$  – амплитуда проекции скорости частиц в

волне,  $H_p = k(T_e + T_i)/m_i g$ .

Из (17.1) и (17.2) видно, что в нижней части F-области  $\delta_N \sim e^{\xi/2}$ , а в верхней  $\delta_N \sim e^{-\xi/2}$ . На высоте около 200 км  $\delta_N$  достигает своего максимального значения. На малых высотах сохраняется плотность кинетической энергии в волне и  $\delta_N \sim u_{zm} \sim e^{\xi/2}$ . На больших высотах роль диффузии становится определяющей ( $D \sim e^\xi$ ), поэтому здесь  $\delta_N \sim e^{-\xi/2}$ . В одних случаях такое поведение  $\delta_N(z)$  качественно согласуется с описанными выше результатами наблюдений. В других случаях высотная зависимость амплитуд ВВ была иной.

Различие могло быть связано с более сложной картиной волноводного распространения ВВ, горизонтальной неоднородностью среды, влиянием нелинейных эффектов, неустойчивостью ВВ к малым пертурбациям и т.п.

#### 17.4. Основные результаты исследования ВВ

Установлено, что ВВ в ионосфере существуют практически всегда, при любых состояниях космической погоды. Воздействие источников энерговыделения и вариации параметров системы ЗАИМ приводят к изменению характера ВВ, их спектрального состава и амплитуды.

В дневных условиях в нижней части F-области ионосферы (до 200, а иногда 300 км) амплитуды ВВ обычно возрастали с ростом высоты. В ночных условиях подобный эффект уверенно не наблюдался. В ночное время на этих высотах амплитуда ВВ в 2 – 10 раз меньше, чем в дневное время.

В дневных условиях в верхней части F-области ионосферы (высоты от 200 – 300 до 500 км) амплитуды ВВ постепенно убывают на порядок при увеличении высоты от 200 – 300 до 500 км.

Относительные амплитуды ВВ  $\delta_N$  в нижней части F-области ионосферы в ночное время превышали дневные значения и достигали десятков процентов. При этом, однако, возрастала и погрешность оценки  $\delta_N$ . Это было обусловлено низкими значениями  $N$  и отношения сигнал/шум.

Существенная высотная зависимость амплитуд ВВ, с одной стороны, отражает высотный ход регулярных профилей электронной концентрации. С другой стороны, эта зависимость, по-видимому, свидетельствует в пользу волноводного распространения ВВ с периодами 30 – 120 мин. Центр атмосферного волновода обычно располагался на высоте около 200 км. Эффективная толщина волновода изменялась в пределах 150 – 200 км.

Теоретические расчеты показали, что на высотах 125 – 170 км должен иметь место экспоненциальный рост (с постепенно увеличивающимся от  $\sim 25$  до  $\sim 60$  км масштабом) относительных амплитуд ВВ, вызванный ростом амплитуды возмущающей силы. Последний обусловлен сохранением плотно-

сти кинетической энергии ВГВ. На высотах около 180 – 200 км относительная амплитуда должна достигать своего максимального значения. Выше она должна убывать также по экспоненциальному закону с масштабом около 100 км. Такое поведение обусловлено ростом роли амбиполярной диффузии по мере увеличения высоты от ~ 200 до 400 км.

Результаты наблюдений и расчетов в ряде случаев хорошо соответствовали друг другу. В целом же высотная зависимость ВВ более сложная, чем это следует из схематически изложенной выше и более подробно описанной в работах [166, 180 – 189] простой теоретической модели.

## Глава 18

### ЗНАЧИМОСТЬ СИСТЕМНОГО ПОДХОДА

До последнего времени процессы во всех внутренних и внешних геосферах нередко рассматриваются, как правило, изолированно друг от друга. Модели соответствующих процессов чаще всего предполагаются стационарными и линейными. Вместе с тем результаты, полученные международным сообществом в ходе исследования естественных высокоэнергичных явлений и в процессе проведения активных экспериментов, показали, что понять все многообразие явлений невозможно без целостного (системного) восприятия объекта исследования – планеты Земля с ее внутренними и внешними оболочками.

Особое место в свойствах системы ЗАИМ занимает свойство эмергентности, появление триггерных механизмов высвобождения запасенной энергии. Такие механизмы автором найдены во всех подсистемах. Важно, что коэффициент триггерности может быть не просто большим, а очень большим (например,  $10^9$ ).

При проведении активных экспериментов (а также в случае крупных аварий и катастроф, крупномасштабных военных действий) энерговыделение стало сравнимым с энерговыделением, имеющим место при протекании многих естественных процессов. Это позволило смоделировать целый ряд природных явлений, оценить “порог уязвимости” подсистем, выявить новые взаимосвязи между подсистемами, определить механизмы переноса возмущений, идентифицировать скорости их распространения. Оказалось, что возмущения, вызванные источниками энерговыделения различной физической природы, переносятся при помощи одних и тех же волн (табл. 18.1).

Важными и часто неожиданными следствиями наблюдений за высокоэнергичными явлениями как естественного, так и искусственного происхождения стало следующее.

1) Воздействие на одну из подсистем приводит к активной перестройке характера взаимодействия между подсистемами, к проявлению ряда нелинейных свойств системы и ее подсистем.

2) Локальные (такие как взрывы, старты ракет) и локализованные (такие как грозы, землетрясения, тропические циклоны) источники способны вызывать крупномасштабные и даже глобальные возмущения в системе ЗАИМ.

3) Среднеширотное высыпание энергичных частиц из радиационного пояса сопровождает большинство воздействий на одну из подсистем в системе ЗАИМ (табл. 18.2). Параметры потоков и производимой ими ионизации получены по измерениям электронной концентрации на радаре частичных отражений Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина [15, 17]. Здесь  $q$  – скорость ионизации,  $\Delta q$  – ее возмущение,  $\Delta N$  – увеличение концентрации электронов по сравнению с фоновым значением  $N$ ,  $\Pi_p$  – плотность потока энергии высыпавшихся электронов,  $\Pi$  – плотность потока высыпавшихся электронов с энергией  $\varepsilon$ .

Источники энерговыделения различной физической природы способны вызвать в средних широтах потоки энергичных электронов с плотностью  $10^7 - 10^9 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Таблица 18.1

## Типы волн, переносящих возмущения на глобальные расстояния

Тип волны	Фазовая скорость, км/с	Период, с	Декремент затухания, км <sup>-1</sup>	Среда распространения
Акустическая	0,3 – 0,7	10 <sup>-2</sup> – 300	10 <sup>2</sup> – 10 <sup>-5</sup>	Атмосфера (z ≤ 400 км)
Внутренняя гравитационная	0,3 – 0,7	>300	10 <sup>-4</sup> – 10 <sup>-3</sup>	Атмосфера (z ≤ 400 км)
Медленная МГД	10 – 1 50 – 5	10 <sup>2</sup> – 10 <sup>4</sup> То же	2·10 <sup>-3</sup> – 2·10 <sup>-4</sup> 10 <sup>-3</sup> – 10 <sup>-4</sup>	Е-область ионосферы F-область ионосферы
Сейсмическая: продольная поперечная	6,5 – 7,5 4 – 5	0,1 – 30 То же	10 <sup>-5</sup> – 10 <sup>-3</sup> То же	Литосфера
Магнитоградиентная [151]: день ночь	~ 0,3 – 1 ~ 1 – 5	3·10 <sup>4</sup> – 2·10 <sup>5</sup> 5·10 <sup>2</sup> – 5,4·10 <sup>3</sup>	Не оценивался Не оценивался	Е-область ионосферы
Гиротропная: день ночь	10 – 100 100 – 1000	10 – 10 <sup>4</sup> То же	Не оценивался Не оценивался	Е-область ионосферы
МГД	~ 1000	>10 <sup>-2</sup>	< 10 <sup>-5</sup> – 10 <sup>-4</sup>	Ионосфера, магнитосфера

Таблица 18.2  
Параметры потоков высыпавшихся энергичных частиц и производимая ими ионизация

Событие	Дата	Вид частиц	Высота, км	N, м <sup>-3</sup>	ΔN, м <sup>-3</sup>	q, м <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>	Δq, м <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>	Π <sub>г</sub> , Вт/м <sup>2</sup>	Π, м <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	ε, кэВ
Магнитная буря	15.06.83	Электроны (прогоны)	55 – 60	10 <sup>8</sup>	3·10 <sup>8</sup>	10 <sup>5</sup>	15·10 <sup>5</sup>	1,8·10 <sup>-6</sup>	2,3·10 <sup>7</sup> (7,8·10 <sup>5</sup> )	500 (15000)
Магнитная буря	15.05.97	Электроны	84	1,2·10 <sup>9</sup>	0,5·10 <sup>9</sup>	1,4·10 <sup>7</sup>	1,5·10 <sup>7</sup>	1,5·10 <sup>-6</sup>	3,8·10 <sup>8</sup>	60
Протонная вспышка	25.02.91	Электроны (прогоны)	72,5	10 <sup>9</sup>	5·10 <sup>9</sup>	10 <sup>7</sup>	35·10 <sup>7</sup>	3,5·10 <sup>-5</sup>	1,6·10 <sup>9</sup> (1,2·10 <sup>7</sup> )	150 (20000)
Вечерний терминатор	24.05.97	Электроны	80	10 <sup>9</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>7</sup>	3·10 <sup>7</sup>	3,4·10 <sup>-6</sup>	2,7·10 <sup>8</sup>	80
Утренний терминатор	25.05.97	Электроны	80	8·10 <sup>8</sup>	6·10 <sup>8</sup>	6,4·10 <sup>6</sup>	1,3·10 <sup>7</sup>	2,2·10 <sup>-6</sup>	1,7·10 <sup>8</sup>	80
Середина ночи	25.05.97	Электроны	90	–	3·10 <sup>8</sup>	–	3·10 <sup>5</sup>	3·10 <sup>-8</sup>	5·10 <sup>6</sup>	40
Затмение Солнца	11.08.99	Электроны	84	3·10 <sup>8</sup>	5·10 <sup>8</sup>	9·10 <sup>5</sup>	55·10 <sup>5</sup>	3,1·10 <sup>-7</sup>	3,2·10 <sup>7</sup>	60
Землетрясение	24.08.99	Электроны	84	5·10 <sup>8</sup>	4·10 <sup>8</sup>	2,5·10 <sup>6</sup>	5,6·10 <sup>6</sup>	6,3·10 <sup>-7</sup>	6,6·10 <sup>7</sup>	60
Старт КА	15.05.87	Электроны	80	10 <sup>9</sup>	10 <sup>9</sup>	3·10 <sup>6</sup>	9·10 <sup>6</sup>	10 <sup>-6</sup>	2·10 <sup>8</sup>	80
Мощное ВЧ радиоизлучение	01.03.91	Электроны	88	4·10 <sup>9</sup>	3·10 <sup>9</sup>	1,3·10 <sup>7</sup>	2,7·10 <sup>7</sup>	2,7·10 <sup>-6</sup>	4,5·10 <sup>8</sup>	40

4) В системе возможны триггерные механизмы высвобождения энергии.

5) Значительная роль во взаимодействии подсистем принадлежит ВВ. Волны являются переносчиком энергии и импульса между подсистемами.

## Глава 19

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Продemonстрировано, что образование ЗАИМ является сложной открытой динамической нелинейной системой.

Сформулированы основные положения системной парадигмы.

Системная парадигма должна стать основой теории, методом и методологией изучения системы ЗАИМ как сложного открытого диссипативного динамического нелинейного объекта.

2. Показано, что к важнейшим свойствам системы ЗАИМ относится возможность появления триггерных механизмов высвобождения энергии. В ряде случаев коэффициент триггерности может достигать значений  $10^5 - 10^{10}$ .

3. Продemonстрировано, что высокоэнергичные явления (землетрясения, вулканизм, грозы, мощные атмосферные процессы, тропические циклоны, терминатор, затмения Солнца, вспышки на Солнце, геокосмические бури и т.п.) вызывают целый комплекс процессов в системе ЗАИМ, приводят к перестройке характера взаимодействий подсистем, к накоплению и высвобождению энергии.

4. Показано, что тропический циклон – одно из систематически возникающих самых высокоэнергетических крупномасштабных атмосферных образований на нашей планете – является элементом системы океан – атмосфера – ионосфера – магнитосфера, а значит и системы ЗАИМ.

Тропический циклон играет определяющую роль в глобальном массо- и энергообмене в системе ЗАИМ.

Построены основы схематизированной модели основных процессов в системе океан – атмосфера – ионосфера – магнитосфера. Продemonстрировано, что подсистемы и вся система в целом являются нелинейными.

Указаны механизмы взаимодействия подсистем.

Воздействие циклона на верхнюю атмосферу, ионосферу и магнитосферу осуществляется, по крайней мере, по трем каналам: акустико-гравитационному, электромагнитному и электрическому, с которыми связаны генерация волн и полей соответствующей природы.

5. Активные эксперименты оказались удобными и эффективными средствами для моделирования процессов в подсистемах и их взаимодействия.

6. Крупномасштабные неядерные военные действия, а также аварии и катастрофы на военных складах и базах, являясь разновидностью активных экспериментов, приводят к комплексу эффектов не только на поверхности планеты и в приземной атмосфере, но и в остальных частях атмосферы, в ионосфере и в магнитосфере, т. е. в системе ЗАИМ в целом. Энергетика соответствующих процессов может быть значительной.

7. Особая роль во взаимодействии подсистем в системе ЗАИМ принадлежит волновым процессам. Показано, что волновые возмущения на высотах 80 – 600 км существуют практически всегда. Их относительная амплитуда изменяется от единиц до десятков процентов, величина периода – от 10 до 150 – 200 мин и более. Параметры волновых возмущений существенно изменяются при вариациях потоков энергии как “сверху”, так и “снизу”. Значительна роль также и пульсаций магнитного поля Земли (периоды 1 – 1000 с).

8. Показано, что высыпание энергичных электронов в средних широтах сопровождает большинство нестационарных

процессов в системе ЗАИМ. Их потоки составляют величину порядка  $10^7 - 10^9 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Обоснованы механизмы, приводящие к высыпанию частиц. К ним относятся замедление энергичных электронов в ионосферно-магнитосферном квазистатическом электрическом поле и передача их энергии шумовому ОНЧ-излучению.

### Литература

1. Данилов А. Д., Казимировский Э. С., Вергасова Г. В., Хачикян Г. Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1986. – 272 с.
2. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Метеорологические эффекты в ионосфере (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. – 1995. – Т. 35, № 3. – С.1 – 23.
3. Гохберг М. Б., Моргунов В. А., Похотелов О. А. Сейсмоэлектромагнитные явления. – М.: Наука, 1988. – 174 с.
4. Липеровский В. А., Похотелов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. – М.: Наука, 1992. – 304 с.
5. Садовский М. А., Писаренко В. Ф. Случайность и неустойчивость в геофизических процессах // Физика Земли. – 1989. – № 2. – С. 3 – 11.
6. Черногор Л. Ф. Глобальные эффекты при локальном энерговыделении в Геосфере // Всесоюзная конференция “Нетрадиционные научные идеи о природе и ее явлениях”. – Гомель, 1990. – Т. 2. – С. 221 – 229.
7. Черногор Л. Ф. Геокосмосфера – открытая динамическая нелинейная система // Вісник Харківського університету. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 570, вип. 2. – С. 175 – 180.
8. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 1. – С. 59 – 106.

9. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 96 – 105.
10. Физика космоса. Маленькая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1986. – 783 с.
11. Fuller-Rowell T. J., Codrescu M. V., Roble R. G., Richmond A. D. How does the thermosphere and ionosphere react to a geomagnetic storm? // Bruce T. Tsurutani, Walter D. Gonzalez, Yohsuke Kamide, John K. Arballo (eds.). Magnetic Storm. – Geophysical Monograph 98, American Geophysical Union, Washington, D.C., 1997.
12. Prölss G W. Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere // Bruce T. Tsurutani, Walter D. Gonzalez, Yohsuke Kamide, John K. Arballo (eds.) Magnetic Storm. – Geophysical Monograph 98, American Geophysical Union, Washington, D.C., 1997.
13. Монин А. С., Шишков Ю. А. Климат как проблема физики // УФН. – 2000. – Т. 170, № 4. – С. 419 – 445.
14. Авдюшин С. И., Данилов А. Д. Солнце, погода и климат: сегодняшний взгляд на проблему (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. – 2000. – Т. 40, № 5. – С. 3 – 14.
15. Гармаш К. П., Гоков А. М., Костров Л. С., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Цымбал А. М., Черногор Л. Ф. Радиофизические исследования и моделирование процессов в ионосфере, возмущенной источниками различной природы. 1. Экспериментальная база и процессы в естественно возмущенной ионосфере // Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника. – 1998. – № 405. – С. 157 – 177.
16. Гармаш К. П., Гоков А. М., Костров Л. С., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Цымбал А. М., Черногор Л. Ф. Радиофизические исследования и моделирование процессов в ионосфере, возмущенной источниками различной природы. 2. Процессы в искусственно возмущенной

ионосфере. Вариации характеристик радиосигналов. Моделирование возмущений // Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника. – 1999. – № 427. – С. 3 – 22.

17. Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Цымбал А. М., Черногор Л. Ф. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергичными источниками. Часть 1 // ЗР. Успехи современной радиоэлектроники – 1999. – № 7. – С. 3 – 15.

18. Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Цымбал А. М., Черногор Л. Ф. Радиофизические исследования процессов в околоземной плазме, возмущенной высокоэнергичными источниками. Часть 2 // ЗР. Успехи современной радиоэлектроники. – 1999. – № 8. – С. 3 – 19.

19. Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта “Попередження” // Космічна наука і технологія. – 1999. – Т. 5, № 1. – С. 38 – 47.

20. Хакен Г. Синергетика. – М.: Мир, 1980. – 404 с.

21. Синергетика. – М.: Мир, 1984. – 312 с.

22. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альвеновские мазеры. – Горький: ИПФ АН СССР, 1986. – 190 с.

23. Изаков М. Н. Самоорганизация и информация на планетах и в экосистемах // УФН. – 1997. – Т. 167, № 20. – С. 1087 – 1094.

24. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. От маятника до турбулентности и хаоса. – М.: Наука, 1988. – 368 с.

25. Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. – М.: Мир, 1980. – 362 с.

26. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. – М.: Мир, 1984. – 350 с. (кн. 1), 285 с. (кн. 2).

27. Шустер Г. Г. Детерминированный хаос: Введение. – М.: Мир, 1988. – 240 с.

28. Климонтович Ю. Л. Критерии относительной степени упорядоченности открытых систем // УФН. – 1996. – Т. 166, № 11. – С. 1231 – 1243.

29. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуации. – М.: Мир, 1973. – 280 с.

30. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. – М.: Мир, 1979. – 512 с.

31. Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. – М.: Мир, 1979. – 262 с.

32. Хакен Г. Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. – М.: Мир, 1985. – 419 с.

33. Васильев В. А., Романовский Ю. М., Юхно В. Г. Автоволновые процессы. – М.: Наука, 1987. – 240 с.

34. Лоскутов А. Ю., Михайлов А. С. Введение в синергетику. – М.: Наука, 1990. – 272 с.

35. Гульельми А. В. МГД-волны в околоземной плазме. – М.: Мир, 1979. – 140 с.

36. Petviashvili V. I., Pokhotelov O. A. Solitary waves in Plasmas and in the Atmosphere. – Gordon and Breach Science Publishers Reading, 1992. – 280 p.

37. Похотелов О. А., Стенфло Л., Шукла П. К. Нелинейные структуры в магнитосфере и атмосфере Земли // Физика плазмы. – 1996. – Т. 22, № 10. – С. 941 – 953.

38. Абурджания Г. Д. Самоорганизация нелинейных вихревых структур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах. – М.: Комкнига, 2006. – 328 с.

39. Кернер Б. С., Осипов В. В. Автосолитоны. – М.: Наука, 1991. – 200 с.

40. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, 1984. – 432 с.

41. Бакай А. С., Солодовников Г. К. О нелинейных волновых структурах в ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. – 1986. – Т. 29, № 6. – С. 645 – 653.

42. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения // ЗР. Успехи современной радиоэлектроники. – 1998. – № 6. – С. 17 – 40.

43. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. – М.: Наука, 1973. – 176 с.

44. Узем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977. – 622 с.

45. Мальцев Ю. П. Нелинейная стадия двухпоточковой неустойчивости // Геомагнетизм и аэрономия. – 1992. – Т. 32, № 3. – С. 109 – 113.

46. Арыков А. А., Мальцев Ю. П. Эволюция быстро движущейся неоднородности в E-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. – 1995. – Т. 35, № 6. – С. 161 – 163.

47. Nielsen E., Schlegel K. J. A first comparison of STARE and EISCAT electron drift velocity measurements // J. Geophys. Res. – 1983. – V. 88. – Pp. 5745 – 5751.

48. Свирижев Ю. М. Нелинейные волны, диссипативные структуры и катастрофы в экологии. – М.: Наука, 1987. – 368 с.

49. Деминова Г. Ф., Деминов М. Г., Ерухимов Л. М., Савина О. Н., Юдович Л. А. Об уединенной внутренней гравитационной волне в области F ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. – 1982. – Т. 22, № 2. – С. 211 – 215.

50. Данов К. Д. Об одной модели уединенных внутренних гравитационных волн в безграничной изотермической атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 1989. – Т. 29, № 2. – С. 343 – 345.

51. Афраймович Э. Л., Воейков С. В. Экспериментальное доказательство существования уединенной внутренней гравитационной волны в атмосфере Земли во время мощной маг-

нитной бури 30. 10. 2003 г. // ДАН. – 2004. – Т. 399, № 5. – С. 683 – 686.

52. Мареев Е. А., Мареева О. В. Нелинейные структуры электрического поля и заряда в атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 1999. – Т. 39, № 6. – С. 74 – 79.

53. Петвиашвили В. И., Похотелов О. А. Уединенные волны в плазме и магнитосфере. – М.: Энергоиздат, 1988. – 199 с.

54. Каменец Ф. Ф., Коробов И. И., Иванов М. Ф., Фортон В. Е., Гальбурт В. А., Моисеев С. С., Онищенко О. Г. Нелинейные механизмы образования крупномасштабных вихрей в атмосферах планет // Электромагнитные волны и электронные системы. – 1998. – Т. 3, № 2. – С. 35 – 45.

55. Мареев Е. А., Сорокин А. Е. Автоволновые режимы электризации грозового облака // Изв. вузов. Радиофизика. – 2001. – Т. 44, № 1 – 2. – С. 148 – 162.

56. Козелов Б. И., Козелова Т. В. Спонтанные и стимулированные события в системе с самоорганизацией и их аналогия с магнитосферными суббурями // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 1. – С. 59 – 66.

57. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля-ионосфера. – К.: Наук. думка, 1977. – 200 с.

58. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. – М.: Наука, 1988. – 192 с.

59. Tinsley B. A. Solar wind modulation of the global electric circuit and apparent affection cloud microphysics, latent heat release, and tropospheric dynamics // J. Geomagn. Geoelectr. – 1996. – V. 48. – Pp. 165 – 172.

60. Пудовкин М. И., Распопов О. М. Механизмы воздействия солнечной активности на состояние нижней атмосферы и магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. – 1992. – Т. 32, № 5. – С. 1 – 22.

61. Ролдугин В. К., Вашенюк Э. В. Механизмы воздействия солнечной активности на состояние нижней ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. – 1994. – Т. 34, № 2. – С. 155 – 158.

62. Старков Г. В., Ролдугин В. К. Изменение прозрачности атмосферы под действием солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. – 1994. – Т. 34, № 2. – С. 156 – 159.

63. Ермаков В. И. Роль грозных облаков в механизме связи погоды с солнечной активностью // Геомагнетизм и аэрономия. – 2000. – Т. 40, № 1. – С. 129 – 132.

64. Герман Дж. Р., Голдберг Р. А. Солнце, погода и климат. – Л.: Гидрометеиздат, 1981. – 320 с.

65. Гельберг М. Г. Ионосферный триггер магнитосферных возмущений // Геомагнетизм и аэрономия. – 1994. – Т. 34, № 1. – С. 48 – 53.

66. Сытинский А. Д. Связь сейсмичности Земли с состоянием межпланетной среды и атмосферными процессами. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 99 с.

67. Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосфер. – Алма-Ата: Наука, 1983. – 192 с.

68. Таращук Ю. Е., Нагорский П. М., Борисов Б. Б., Егоров Н. Е., Жебсаин В. В., Киселев В. Ф., Петрушин Е. И., Тимченко Н. И., Цыбиков Б. Б. Нестационарные процессы в ионосфере Земли и их влияние на распространение радиоволн. – Томск: Изд-во Томского университета, 1986. – 164 с.

69. Davies K. Ionospheric Radio. – London: Peter Peregrinus Ltd, 1990. – 580 p.

70. Намазов С. А., Новиков В. Д., Хмельницкий И. А. Доплеровское смещение частоты при ионосферном распространении дециметровых радиоволн (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, № 4. – С. 473 – 500.

71. Bolt B. A. Seismic Air Waves from the Great Alaskan Earthquake // Nature. – 1964. – V. 202, No 4937. – Pp. 1095 – 1096.

72. Donn W. L., Posmentier E. S. Ground-Coupled Air Waves from the Great Alaskan Earthquake // J. Geophys. Res. – 1964. – V. 69, No 24. – Pp. 5357 – 5361.

73. Davies K., Baker D. M. Ionospheric Effects Observed around the Time of the Alaskan Earthquake of March 28 // J. Geophys. Res. – 1965. – V. 70, No 9. – Pp. 2251 – 2253.

74. Row R. V. Evidence of Long-Period Acoustic Gravity Waves Launched into the F Region by the Alaskan Earthquake of March 28 // J. Geophys. Res. – 1966. – V. 71, No 1. – Pp. 343 – 345.

75. Пустоветов В. П., Гинзбург Е. В., Малышев А. Б., Прошкина И. П. О вариациях потока высокоэнергичных частиц во внутреннем радиационном поясе // Космические исследования. – 1993. – Т. 31, № 3. – С. 123 – 127.

76. Пустоветов В. П., Малышев А. Б. Пространственно-временная корреляция землетрясений и вариаций потока высокоэнергичных частиц во внутреннем радиационном поясе // Космические исследования. – 1993. – Т. 31, № 5. – С. 84 – 90.

77. Гинзбург Е. В., Малышев А. Б., Прошкина И. П., Пустоветов В. П. Корреляция сильных землетрясений с вариациями потока частиц радиационного пояса // Геомагнетизм и аэрономия. – 1994. – Т. 34, № 3. – С. 60 – 66.

78. Электромагнитные предвестники землетрясений. – М.: Наука, 1982. – 88 с.

79. Гохберг М. Б., Моргунов В. А., Герасимович Е. А., Матвеев И. В. Оперативные электромагнитные предвестники землетрясений. – М.: Наука, 1985. – 116 с.

80. Бучаченко А. Л., Ораевский В. Н., Похотелов О. А., Сорокин В. Н., Страхов В. Н., Чмырев В. Н. Ионосферные предвестники землетрясений // УФН. – 1996. – Т. 166, № 9. – С. 1023 – 1029.

81. Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction / Edited by M. Hayakawa and Y. Fujinawa. – Tokyo, TERRAPUB, 1994. – 868 p.

82. Сорокин В. М., Чмырев В. М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомagnetизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 6. – С. 821 – 830.

83. Пасечник И. П. Характеристики сейсмических волн при ядерных взрывах и землетрясениях. – М.: Наука, 1979. – 192 с.

84. Сорокин В. М., Федорович Г. В. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. – М.: Энергоиздат, 1982. – 136 с.

85. Гармаш К. П., Гритчин А. И., Леус С. Г., Пахомова О. В., Похилько С. Н., Черногор Л. Ф. Исследование реакции ионосферной плазмы на воздействие подземных, наземных, воздушных взрывов и землетрясений // Физика космической плазмы. Сборник трудов Международного семинара, 6 – 10 июня 1993 года, Киев, Украина. – К.: Национальное космическое агентство Украины, Главная астрономическая обсерватория АН Украины, Киевский университет им. Тараса Шевченка. – 1994. – С. 151 – 160.

86. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М: Мир, 1978. – 532 с.

87. Дробязко И. Н., Красильников В. Н. Генерация акустико-гравитационных волн атмосферной турбулентностью // Изв. вузов. Радиофизика. – 1985. – Т. 28, № 11. – С. 1357 – 1365.

88. Дробязко И. Н., Красильников В. Н. Распространение внутренних гравитационных волн в атмосферном волноводе, возбуждаемом турбулентными вихрями // Изв. вузов. Радиофизика. – Т. 31, № 7. – С. 771 – 777.

89. Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Литвиненко Л. Н., Лизунов Г. В., Гровс К., Молдвин М. Вариации магнитного поля в Антарктиде и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, № 2. – С. 130 – 151.

90. Черногор Л. Ф. Тропический циклон как элемент системы Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера // Космічна наука і технологія. – 2006. – № 1/2. – С. 3 – 46.

91. Исаев Н. В., Сорокин В. М., Чмырев В. М., Серебрякова О. Н. Электрические поля в ионосфере, связанные с морскими штормами и тайфунами // Геомagnetизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 5. – С. 670 – 675.

92. Исаев Н. В., Сорокин В. М., Чмырев В. М., Серебрякова О. Н., Ященко А. К. Возмущение электрического поля в ионосфере морскими штормами и тайфунами // Космические исследования. – 2002. – Т. 40, № 6. – С. 591 – 597.

93. Ярошевич М. И., Ингель Л. Х. Тропический циклон как элемент системы океан – атмосфера // ДАН. – 2004. – Т. 399, № 3. – С. 397 – 400.

94. Черногор Л. Ф. Инфразвуковое воздействие землетрясений и их предвестников на параметры околоземного пространства // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – Т. 2, № 4. – С. 463 – 472.

95. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1999. – Т. 42, № 1. – С. 3 – 24.

96. Пономарев Е. А., Ерущенков А. И. Инфразвуковые волны в атмосфере Земли (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1977. – Т. 20, № 12. – С. 1773 – 1789.

97. Шулейкин В. В. Расчет развития и затухания тропических ураганов и главных волн, создаваемых ураганами. – Л.: Гидрометеиздат, 1978. – 95 с.

98. Бреховских Л. М. Об излучении инфразвука в атмосферу океаническими волнами // Изв. АН СССР, серия “Физика атмосферы и океана”. – 1968. – Т. 4, № 4. – С. 444 – 450.

99. Holzworth R. Y., Kelly M. S., Siefving C. L., Hale L. C., Mitchell J. D. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm. 2. Direct current electric

fields and conductivity // *J. Geophys. Res.* – 1985. – V. 90, № A10. – Pp. 9824 – 9832.

100. Kelly M. S., Siefing C. L., Pfaff R. F., Kintner P. M., Larsen M., Green M., Holzworth R. H., Hale L. C., Mitchell J. D., Vine D. I. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm. 1. Campaign overview and initial ionospheric results // *J. Geophys. Res.* – 1985. – V. 90, № A10. – Pp. 9815 – 9824.

101. Mikhailowa G., Mikhailow Ya., Kapustina O. ULF–VLF electric fields in the external ionosphere over powerful typhoons in Pacific oceans // *International J. Geomag. Aeronomy.* – 2000. – V. 2, № 2. – Pp. 153 – 158.

102. Атмосфера: Справочник. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 510 с.

103. Ивлев Л.С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. – Л.: Гидрометеиздат, 1982. – 366 с.

104. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы. – М.: 1981. – 103 с.

105. Петренчук О. П. Экспериментальные исследования атмосферного аэрозоля. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 264 с.

106. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию / Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 280 с.

107. Краус Е. Б. Взаимодействие атмосферы и океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 295 с.

108. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. – М.: Мир, 1986. – Т. 1. – 400 с., Т. 2. – 416 с.

109. Хаин А. П., Сутырин Г. Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 272 с.

110. Кшевецкий С. П., Гаврилов Н. М. Вертикальное распространение нелинейных гравитационных волн и их разрушение в атмосфере // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 2003. – Т. 43, № 1. – С. 74 – 82.

111. Гивишвили Г. В. Квазистационарные ионосферные неоднородности и мелкомасштабные ячейки циркуляции свободной атмосферы // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1990. – Т. 30, № 1. – С. 90 – 97.

112. Сорокин В. М., Чмырев В. М. О неустойчивости акустогравитационных волн в ионосфере под действием электрического поля // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1999. – Т. 39, № 5. – С. 38 – 45.

113. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование естественно-возмущенной средней ионосферы // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 1999. – Т. 4, № 3. – С. 209 – 226.

114. Гоков А. М., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдений процессов в нижней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2000. – Т. 5, № 4. – С. 348 – 360.

115. Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Результаты наблюдения процессов в средней ионосфере, сопутствующих затмению Солнца 11 августа 1999 г. // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2000. – Т. 5, № 4. – С. 361 – 370.

116. Черногор Л. Ф. Высыпание электронов из магнитосферы, стимулированное затмением Солнца // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2000. – Т. 5, № 4. – С. 371 – 375.

117. Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года // *ЗР. Успехи современной радиоэлектроники.* – 2002. – № 2. – С. 25 – 63.

118. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Пуляев В. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Динамические процессы в ионосфере во время геокосмической бури 30 мая и затмения Солнца 31 мая 2003 года // *Космічна наука і технологія.* – 2004. – Т. 10, № 1. – С. 12 – 25.

119. Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Особенности атмосферно-ионосферных эффектов солнечного затмения 31 мая 2003 года: результаты оптических и радиофизических наблюдений в Харькове // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 3. – С. 55 – 70.

120. Акимов А. Л., Боговский В. К., Григоренко Е. И., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты солнечного затмения 31 мая 2003 года в Харькове // Геомагнетизм и аэрномия. – 2005. – Т. 45, № 4. – С. 526 – 551.

121. Akimov L. A., Bogovskii V. K., Grigorenko E. I., Taran V. I., Chernogor L. F. Atmospheric–Ionospheric Effects of the Solar Eclipse of May 31, 2003, in Kharkov // Geomagnetism and Aeronomy. – 2005. – V. 45, No 4. – Pp. 494 – 518.

122. Гоков А. М., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Экспериментальное исследование реакции среднеширотной D-области ионосферы на рентгеновские и оптические вспышки // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 3/4. – С. 56 – 67.

123. Григоренко Е. И., Лазоренко С. В., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопровождающие вспышку на Солнце и сильнейшую магнитную бурю 25 сентября 1998 г. // Геомагнетизм и аэрномия. – 2003. – Т. 43, № 6. – С. 770 – 787.

124. Иванов К. Г. О свойствах и природе “магнитных” областей в потоках межпланетной плазмы от мощных вспышек // Геомагнетизм и аэрномия. – 1976. – Т. 16, № 5. – С. 771 – 776.

125. Данилов А. Д. Популярная аэрномия. – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 230 с.

126. Grigorenko E. I., Lazorenko S. V., Taran V. I., Chernogor L. F. Wave Disturbances in the Ionosphere Accompanying the Solar Flare and the Strongest Magnetic Storm of September 25, 1998 // Geomagnetism and Aeronomy. – 2003. – V. 43, No 6. – Pp. 718 – 735.

127. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты радиофизических исследований

процессов в ионосфере, сопровождавших сильнейшую геомагнитную бурю 25 сентября 1998 г. // Успехи современной радиоэлектроники. – 2003. – № 9. – С. 57 – 94.

128. Григоренко Е. И., Дзюбанов Д. А., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Магнитная, ионосферная и атмосферная бури большой интенсивности в сентябре 1998 года: сравнение результатов измерений и моделирования // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 4. – С. 49 – 66.

129. Гармаш К. П., Леус С. Г., Пазюра С. А., Похилько С. Н., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики флуктуаций электромагнитного поля Земли // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 2. – С. 163 – 180.

130. Гармаш К. П., Лазоренко С. В., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Флуктуации электромагнитного поля Земли во время самой большой геокосмической бури 1999 г. // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 3. – С. 252 – 263.

131. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Аномальная ионосферная буря 21 марта 2003 года // Космічна наука і технологія. – 2004. – Т. 10, № 1. – С. 4 – 11.

132. Алексеенко В. А., Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Флуктуации геомагнитного поля накануне сильнейшей магнитной бури 1 октября 2002 года // Космічна наука і технологія. ДОДАТОК. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 62 – 65.

133. Гармаш К. П., Леус С. Г., Похилько С. Н., Черногор Л. Ф. Магнитометрический мониторинг вариаций космической погоды // Космічна наука і технологія. ДОДАТОК. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 82 – 85.

134. Григоренко Е. И., Таран В. И., Черногор Л. Ф., Черняев С. В. Аномальная ионосферная буря 21 марта 2003 года: результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 4. – С. 4 – 20.

135. Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Возмущения ионосферной плазмы во время сверхсильной магнитной бури 29 – 31 мая 2003 года: результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 4. – С. 21 – 39.

136. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Аномальная ионосферная буря 20 – 23 марта 2003 г.: результаты измерений и моделирования // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 3/4. – С. 4 – 19.

137. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Сильнейшая геокосмическая буря 30 – 31 мая 2003 г.: результаты измерений и моделирования // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 3/4. – С. 20 – 37.

138. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Особенности ионосферной бури 20 – 23 марта 2003 г. // Геомагнетизм и аэрномия. – 2005. – Т. 45, № 6. – С. 789 – 802.

139. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф., Черняев С. В. Динамические процессы в ионосфере во время сильнейшей магнитной бури 30 – 31 мая 2003 года // Геомагнетизм и аэрномия. – 2005. – Т. 45, № 6. – С. 803 – 823.

140. Grigorenko E. I., Lysenko V. N., Taran V. I., Chernogor L. F. Specific Features of the Ionospheric Storm of March 20 – 23, 2003 // Geomagnetism and Aeronomy. – 2005. – V. 45, No 6. – Pp. 745 – 757.

141. Grigorenko E. I., Lysenko V. N., Taran V. I., Chernogor L. F., Chernyaev S. V. Dynamic Processes in the Ionosphere during the Strongest Magnetic Storm of May 30 – 31, 2003 // Geomagnetism and Aeronomy. – 2005. – V. 45, No 6. – Pp. 758 – 777.

142. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений. – М.: Наука, 1981. – 416 с.

143. Лебединец В. Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. – Л.: Гидрометеиздат, 1980. – 247 с.

144. Chapman C. R., Morrison D. Impacts on the Earth by asteroids and comets: assessing the hazard // Nature. – 1994. – V. 367. – Pp. 33 – 40.

145. Кручиненко В. Г., Волощук Ю. И., Кашеев Б. Л., Казанцев А. М., Лупішко Д. Ф., Яцків Я. С. Метеорно-астероїдна небезпека та доплив космічної речовини на Землю // Космічна наука і технологія. – 1999. – Т. 5, № 1. – С. 3 – 17.

146. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 и 2// Нелинейный мир. – 2006. – Т. 4, № 12. – С. 655 – 697. – 2007. – Т. 5, № 4. – С. 198 – 231.

147. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – 272 с.

148. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere. – Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1978. – 372 p.

149. Молчанов О. А. Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме. – М.: Наука, 1985. – 224 с.

150. Митяков Н. А., Грач С. М., Митяков С. Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы, т. 9. – М., 1989. – 140 с.

151. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Электромагнитные и геофизические эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения // Электромагнитные явления. – 1998. – Т. 1, № 1. – С. 90 – 110.

152. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. Эффекты в околоземной плазме, стимулированные воздействием мощного радиоизлучения // ЗР. Успехи современной радиоэлектроники. – 1998. – № 6. – С. 17 – 40.

153. Гоков А. М., Мартыненко С. И., Мисюра В. А., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф., Шемет А. С. Профили электронной концентрации в ночной высокоширотной нижней ионосфере, искусственно возмущенной мощными радиоволнами // Геомагнетизм и аэрономия. – 1982. – Т. 22, № 5. – С. 748 – 752.

154. Черногор Л. Ф. Нестационарные процессы в ионосфере, возмущенной мощным радиоизлучением // XIV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. Часть 1. – М.: Наука, 1984. – С. 117.

155. Черногор Л. Ф. Возмущение неоднородной структуры в нижней ионосфере под действием мощного радиоизлучения // Изв. вузов. Радиофизика. – 1985. – Т. 28, № 1. – С. 17 – 26.

156. Гуревич А. В., Шлюгер И. С. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиоимпульса в нижних слоях ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, № 9. – С. 1237 – 1260.

157. Васьков В. В., Димант Я. С., Рябова Н. А., Клименко В. В., Дункан Л. М. Тепловые возмущения магнитосферной плазмы при резонансном нагреве F-слоя ионосферы полем мощной радиоволны // Геомагнетизм и аэрономия. – 1992. – Т. 32, № 5. – С. 140 – 152.

158. Duncan L. M., Sheerin J. P., Benhke R. A. Observations of ionospheric cavities generated by high-power radio waves // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 61, No 2. – Pp. 239 – 242.

159. Васьков В. В., Комраков Г. П., Рябова Н. А. Тепловые возмущения околоземной плазмы, создаваемые мощным радиоизлучением комплекса “СУРА” // Геомагнетизм и аэрономия. – 1995. – Т. 35, № 5. – С. 75 – 82.

160. Гуревич А. В., Зыбин К. П., Карлсон Х. С. Эффект магнитного зенита // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. 48, № 9. – С. 772 – 787.

161. Блюх Ю. П., Любарский М. Г., Подобинский В. О., Файнберг Я. Б. Нагрев ионосферной плазмы стохастическим

электромагнитным излучением // Физика плазмы. – 1993. – Т. 19, № 3. – С. 442 – 444.

162. Блюх Ю. П. Нагрев электронов в поле стохастической потенциальной волны магнитоактивной плазмы // Физика плазмы. – 1995. – Т. 21, № 8. – С. 702 – 707.

163. Черногор Л. Ф. Генерация пульсаций геомагнитного и геоэлектрического полей под действием мощной обыкновенной радиоволны, отраженной от ионосферы // Космические исследования на Украине. – 1981. – Вып. 15. – С. 67 – 72.

164. Черногор Л. Ф. О насыщении уровня искусственных возмущений геомагнитного и геоэлектрического полей // Геофизический журнал. – 1982. – Т. 4, № 2. – С. 86 – 91.

165. Черногор Л. Ф. Возможность генерации геомагнитных и геофизических возмущений под действием наземных установок УКВ диапазона // Геофизический журнал. – 1983. – Т. 5, № 5. – С. 45 – 50.

166. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф., Шварцбург А. Б. Возникновение крупномасштабных возмущений в ионосфере, инициируемых мощным нестационарным радиоизлучением // Компьютерная оптика. – 1988. – Вып. 6. – С. 62 – 71.

167. Stubbe P., Kopka H. Generation of Pc5 pulsations by polar electrojet modulation: first experimental evidence // J. Geophys. Res. – 1981. – V. A86, No 3. – Pp. 1606 – 1608.

168. Черногор Л. Ф. Статистические характеристики крупномасштабных возмущений в ионосфере, инициируемых воздействием мощного нестационарного излучения // Геомагнетизм и аэрономия. – 1989. – Т. 29, № 3. – С. 513 – 515.

169. Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование крупномасштабных волновых возмущений в ионосфере, генерируемых мощным радиоизлучением // Геомагнетизм и аэрономия. – 1990. – Т. 30, № 1. – С. 159 – 161.

170. Wright J. W. Evidence of Precipitation of Energetic Particles by Ionospheric “Heating” Transmissions // J. Geophys. Res. – 1975. – V. 80, No 31. – Pp. 4383 – 4386.

171. Гульельми А. В., Довбня Б. В., Клайн Б. И., Пархомов В. А. Стимулированное возбуждение альвеновских волн в околоземной плазме импульсным радиоизлучением // Геомагнетизм и аэрономия. – 1978. – Т. 18, № 1. – С. 179 – 181.

172. Гульельми А. В., Зотов О. Д., Клайн Б. И., Русаков Н. Н., Беляев П. П., Котик Д. С., Поляков С. В., Рапопорт В. О. Возбуждение геомагнитных пульсаций при периодическом нагреве ионосферы мощным КВ-радиоизлучением // Геомагнетизм и аэрономия. – 1985. – Т. 25, № 1. – С. 102 – 106.

173. Костин В. М., Романовский Ю. А., Чмырев В. М. Спутниковые исследования возмущений внешней ионосферы при воздействии мощных КВ-радиоволн на F-область ионосферы // Космические исследования. – 1993. – Т. 31, вып. 1. – С. 84 – 92.

174. Васьков В. В., Будько Н. И., Гдалевич Г. Л., Капустина О. В., Комраков Г. П., Маресов А. Н., Михайлов Ю. М., Прутенский И. С., Рябова Н. А. Обнаружение на спутнике “Интеркосмос – 24” ОНЧ- и КНЧ-волн, возбуждаемых в ионосфере мощным КВ-радиоизлучением станда “Сура” // Геомагнетизм и аэрономия. – 1995. – Т. 35, № 1. – С. 98 – 106.

175. Васьков В. В., Комраков Г. П., Ораевский В. Н., Прутенский И. С., Пулинец С. А., Кирага А., Клос З. Возникновение плазменных шумов при воздействии мощной радиоволны на F-слой ионосферы по данным спутника “АПЭКС” // Геомагнетизм и аэрономия. – 1995. – Т. 35, № 1. – С. 154 – 158.

176. Экологические проблемы и риски воздействий ракетно-космической техники на окружающую природную среду: Справочное пособие / Под ред. Адушкина В. В., Козлова С. И., Петрова А. В. – М.: Анкил, 2000. – 640 с.

177. Власов М. Н., Кричевский С. В. Экологическая опасность космической деятельности. – М.: Наука, 1999. – 240 с.

178. Chernogor L. F., Garmash K. P., Rozumenko V. T. Flux parameters of energetic particles affecting the middle latitude lower ionosphere // Radio Physics and Radio Astronomy. – 1998. – V. 3, No 2. – Pp. 191 – 197.

179. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 3. – С. 227 – 246.

180. Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 2. – С. 143 – 162.

181. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в E- и F-областях ионосферы при стартах и полетах космических аппаратов // Космічна наука і технологія. ДОДАТОК. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 132 – 143.

182. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты комплексных радиофизических наблюдений волновых возмущений в геокосмосе, сопровождающих старты и полеты ракет // Космічна наука і технологія. ДОДАТОК. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 57 – 61.

183. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Результаты доплеровских наблюдений возмущений в геокосмосе, сопутствовавших полетам космических аппаратов // Космічна наука і технологія. ДОДАТОК. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 76 – 81.

184. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Комплексные радиофизические исследования волновых возмущений в ионосфере, сопровождавших старты ракет на фоне естественных нестационарных процессов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, № 1. – С. 5 – 28.

185. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет на фоне естественных переходных процессов // Геомagnetизм и аэрономия. – 2004. – Т. 44, № 4. – С. 518 – 534.

186. Burmaka V. P., Taran V. I., Chernogor L. F. Ionospheric Wave Disturbances Accompanied by Rocket Launches against a Background of Natural Transient Processes // Geomagnetism and Aeronomy. – 2004. – V. 44, No 4. – Pp. 476 – 491.

187. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Радарные наблюдения волновых процессов в ионосфере, сопутствовавших полетам космических аппаратов // Космічна наука і технологія. – 2004. – Т. 10, № 5/6. – С. 113 – 117.

188. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые процессы в F-области ионосферы, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Байконур // Геомagnetизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, № 6. – С. 783 – 800.

189. Бурмака В. П., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые возмущения в геокосмосе, сопровождавшие старты и полеты ракет “Союз” и “Протон” // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 3. – С. 254 – 272.

190. Алексеенко В. А., Черногор Л. Ф. Флуктуации геомагнитного поля, сопровождавшие старты ракет с космодрома Байконур // Сборник тезисов Четвертой Украинской конференции по перспективным космическим исследованиям. – Понизовка, Крым, 2004. – С. 77.

191. Хантадзе А. Г. О новой ветви собственных колебаний электропроводящей атмосферы // Докл. РАН. – 2001. – Т. 376, № 2. – С. 250 – 252.

192. Абурджания Г. Д., Хантадзе А. Г. Крупномасштабные электромагнитные волновые структуры в E-области ионосферы // Геомagnetизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 2. – С. 245 – 251.

193. Хантадзе А. Г. Электромагнитные планетарные волны в земной ионосфере // Геомagnetизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 3. – С. 333 – 335.

194. Альперович Л. С., Гохберг М. Б., Дробжев В. И., Троицкая В. А., Федорович Г. В. Проект МАССА – исследование магнитосферно-атмосферных связей при сейсмоакустических явлениях // Физика Земли. – 1985. – № 11. – С. 5 – 8.

195. Альперович Л. С., Пономарев Е. А., Федорович Г. В. Моделируемые взрывом геофизические явления (Обзор) // Физика Земли. – 1985. – № 11. – с. 9 – 20.

196. Шалимов С. Л. О параметрическом усилении магнитного поля в неоднородной слабоионизованной плазме // Физика плазмы. – 1997. – Т. 23, № 7. – С. 670 – 671.

197. Шалимов С. Л., Гохберг М. Б. Нелинейный отклик ионосферы на импульсное акустическое воздействие // ДАН. – 1999. – Т. 368, № 2. – С. 250 – 253.

198. Гармаш К. П., Леус С. Г., Пахомова О. В., Похилько С. Н., Сороколет Ю. Е., Черногор Л. Ф. Экспериментальное исследование крупномасштабных возмущений в околосемной плазме, инициируемых мощным радиоизлучением // Физика космической плазмы. Сборник трудов Международного семинара, 6 – 10 июня 1993 года, Киев, Украина. – К.: Национальное космическое агентство Украины, Главная астрономическая обсерватория АН Украины, Киевский университет им. Тараса Шевченка, 1994. – С. 182 – 191.

199. Михайлов Ю. М., Михайлова Г. А., Капустина О. В. ОНЧ-эффекты во внешней ионосфере от подземного ядерного взрыва 24 октября 1990 г. на о. Новая Земля (данные ИСЗ “Интеркосмос – 24”) // Геомagnetизм и аэрономия. – 1998. – Т. 38, № 6. – С. 66 – 72.

200. Адушкин В. В., Горелый К. И. Доплеровское зондирование ионосферы над Югославией во время военных действий в Косово // Докл. АН. – 2000. – Т. 373, № 1. – С. 87 – 89.

201. Николаев А. В., Жигалин А. Д. Геоэкологические аспекты военной деятельности // Геоэкология. – 2003. – № 1. – С. 23 – 31.

202. Похотелов О. А., Липеровский В. А., Фомичев Ю. П., Рубцов Л. Н., Алимов О. А., Шарадзе З. С., Липеровская Р. Х. Модификация ионосферы во время военных действий в зоне Персидского залива // Докл. АН. – 1991. – Т. 321, № 6. – С. 1168 – 1172.

203. Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. – М.: Гидрометеиздат, 1986. – 160 с.

204. Климатические и биологические последствия ядерной войны / Отв. ред. Велихов Е. П. – М.: Наука, 1987. – 288 с.

205. Питток Б., Акермен Т., Крутцен П., Мак-Кракен М., Шапиро Ч., Турко Р. Последствия ядерной войны. Физические и атмосферные эффекты / Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 392 с.

206. Харуэлл М., Хатчинсон Т., Кроппер-мл. У., Харуэлл К., Гновер Г. Последствия ядерной войны. Воздействие на экологию и сельское хозяйство / Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 551 с.

207. Черногор Л. Ф. Физические процессы в околоземной среде, сопровождавшие военные действия в Ираке (март – апрель 2003 г.) // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 2/3. – С. 13 – 33.

208. Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. О генерации электрических волн в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 1990. – Т. 30, № 5. – С. 869 – 871.

209. Анисимов С. В., Мареев Е. А. Спектры пульсаций электрического поля приземной атмосферы // Докл. АН. – 2001. – Т. 381. – С. 107 – 112.

210. Дмитриев Э. М., Анисимов С. В. Отклик атмосферного электрического поля на изменение проводимости в приземной атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 1994. – Т. 34, № 3. – С. 97 – 103.

211. Пулинец С. А., Хегай В. В., Боярчук К. А., Ломоносов А. М. Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы // УФН. – 1998. – Т. 168, № 5. – С. 582 – 589.

212. Сорокин В. М., Чмырев В. М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42, № 6. – С. 821 – 830.

213. Nickolaenko A. P. The rocket flare as a fair weather field converter into low frequency emission // J. Atmos. Electr. – 1995. – V. 15. – Pp. 5 – 10.

214. Rycroft M. J., Israelsson S., Price C. The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 2000. – V. 62. – Pp. 1563 – 1576.

215. Маршалл В. Основные опасности химических производств / Пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 672 с.

216. Черногор Л. Ф. Взрывы боеприпасов на военных базах – источник экологических катастроф в Украине // Экологія і ресурси. – 2004. – Вип. 10. – С. 55 – 67.

217. Черногор Л. Ф. Геофизические эффекты и геоэкологические последствия массовых химических взрывов на военных складах в г. Артемовске // Геофизический журнал. – 2004. – Т. 26, № 4. – С. 31 – 44.

218. Черногор Л. Ф. Геофизические эффекты и экологические последствия пожара и взрывов на военной базе вблизи г. Мелитополь // Геофизический журнал. – 2004. – Т. 26, № 6. – С. 61 – 73.

219. Черногор Л. Ф. Экологические последствия массовых химических взрывов при техногенной катастрофе // Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология, геокриология. – 2006. – № 6. – С. 522 – 535.

220. Черногор Л. Ф. Геоэкологические последствия взрыва складов // Геоэкология. Инженерная геология. Гидрогеология, геокриология. – 2008. – № 4. – С. 359 – 369.

221. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. – М.: Наука, 1975. – 704 с.

222. Лазоренко О. В., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Адаптивное преобразование Фурье // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2005. – Т. 10, № 10. – С. 39 – 49.

223. Chui C. K., editor. Wavelets: A Tutorial in Theory and Applications. – Academic Press, New York, 1992. – 388 p.

224. Малла С. Вейвлеты в обработке сигналов. – М.: Мир, 2005. – 671 с.

225. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения сверхширокополосных сигналов на фоне помех // Радиофизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, № 1. – С. 46 – 63.

226. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа в задачах космической физики и космической радиофизики // Космічна наука і технологія. ДОДАТОК. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 91 – 96.

227. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения кратковременных знакопеременных и сверхширокополосных процессов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2004. – Т. 9, № 9/10. – С. 31 – 61.

228. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 10. – С. 3 – 21.

229. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ в задачах физики геокосмоса // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 5/6. – С. 97 – 104.

230. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование ионосферы как средство мониторинга состояния космической погоды // Космічна наука і технологія. ДОДАТОК. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 144 – 151.

231. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в околоземной плазме при помощи спутниковых радиомаяков // Космічна наука і технологія. – 2004. – Т. 10, № 2/3. – С. 16 – 21.

232. Костров Л. С., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере при помощи доплеровского ВЧ-радаров // Космічна наука і технологія. – 2004. – Т. 10, № 2/3. – С. 22 – 27.

233. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Радарные наблюдения квазипериодических процессов в мезосфере. 1. Теоретические основы и результаты компьютерного моделирования // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – Т. 9, № 4. – С. 404 – 416.

234. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Радарные методы наблюдения квазипериодических процессов в мезосфере. 2. Методика и результаты наблюдения // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 1. – С. 38 – 49.

235. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в мезосфере // Космічна наука і технологія. – 2004. – Т. 10, № 5/6. – С. 122 – 127.

236. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Исследование волновых возмущений электронной концентрации с помощью радиопросвечивания ионосферы когерентными сигналами навигационных спутников Земли // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 1. – С. 36 – 80.

237. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 3. – С. 4 – 35.

238. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Результаты радиофизических исследований волновых возмущений в нижней ионосфере // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 7. – С. 38 – 56.

239. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых процессов в ионосфере при различных состояниях космической погоды // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 1/2. – С. 37 – 57.

240. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 1. Результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, № 2. – С. 190 – 208.

241. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 2. Анализ результатов наблюдений и моделирование // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, № 2. – С. 209 – 218.

242. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974. – 256 с.



### Часть 3

## АНАЛИЗ И МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

*В физической литературе почти всех рангов публикуются, и в немалом количестве, статьи, посвященные солитонам, странным аттракторам, динамическому хаосу и т.д. Весь этот круг вопросов неплохо, как мне кажется, может быть объединен названием “сильнонелинейные явления” или сильнонелинейная физика... Впрочем, когда нелинейность существенна, ее в известном смысле всегда можно считать сильной.<sup>1</sup>*

### ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Нелинейные процессы отличаются сложностью их пространственно-временной структуры, непохожестью их на привычные линейные процессы.

Для анализа время-частотной структуры нелинейных процессов может, как и для линейных процессов, использоваться преобразование Фурье. Однако для ограниченных во времени (в пространстве) нелинейных процессов более предпочтительным является вейвлет-преобразование.

<sup>1</sup> Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике. – М.: Наука, 1985. – 400 с.

В отличие от Фурье-анализа, вейвлет-анализ может использовать большое разнообразие ограниченных во времени базисных функций. Разложение по ним является более удобным, число членов в разложении – небольшое.

Новые возможности для анализа процессов открывает нелинейные интегральные преобразования класса Коэна. К ним относятся преобразования Вигнера и Чои–Вильямса.

Более разносторонний анализ нелинейных (да и линейных) процессов может быть выполнен с использованием предложенного автором системного спектрального анализа. Он предполагает одновременное применение двух групп время-частотных интегральных преобразований.

В первую группу, группу линейных преобразований, входят динамическое преобразование Фурье, непрерывное вейвлет-преобразование и преобразование Габора.

Во вторую группу, группу нелинейных преобразований, входят спектрограммы Фурье, преобразование Вигнера, преобразование Чои–Вильямса и преобразование Борна–Жордана.

Отметим, что каждое отдельно взятое преобразование имеет свои сильные и слабые стороны. Системный подход к время-частотному анализу процессов позволяет скомпенсировать недостатки одних преобразований достоинствами других.

Ниже проиллюстрируем сказанное на двух примерах. В качестве первого из них выберем океаническую волну-убийцу, которая, скорее всего, является дальней родственницей солитону. В качестве второго – квазипериодические вариации геомагнитного поля, сопровождавшие старт ракеты. Добавим, что вблизи старта ракеты большинство физических процессов являются нелинейными. Это связано со значительным энерговыделением.

Часть 3 заканчивается рассмотрением радиофизических эффектов при распространении нелинейных волн плотности в околоземной космической среде.

## Глава 20

### ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

В последние годы вейвлет-анализ начал широко применяться во многих областях науки и техники для исследования сигналов и процессов различной природы (см., например, [1 – 11]). Наиболее важными преимуществами вейвлет-анализа перед традиционными методами, основанными на преобразовании Фурье, являются самоподобие и локализованность во временной области базисных функций вейвлет-преобразования. Такие базисные функции в большей степени соответствуют реальным ограниченными во времени сигналам и процессам, чем принципиально неограниченные базисные функции преобразования Фурье. Представляется целесообразным использование методов вейвлет-анализа для изучения нелинейных волновых процессов, которые, как правило, локализованы во временной области.

Нелинейные волны и колебания занимают особое место в современной физике и радиофизике [12 – 18]. По существу, благодаря им у исследователей появился “нелинейный язык” и сформировалось нелинейное мировоззрение [15 – 18]. В то же время мы еще очень мало знаем об удивительных явлениях нелинейного мира и еще меньше умеем их использовать [18]. Для выявления новых особенностей нелинейных процессов, нелинейных волн и колебаний может оказаться перспективным применение вейвлет-анализа. Этим объясняется актуальность данного исследования.

Целью главы 20 является проведение вейвлет-анализа решений ряда хорошо известных (эталонных) нелинейных уравнений с помощью непрерывного вейвлет-преобразования и сравнение полученных результатов с результатами традиционного оконного преобразования Фурье. Для представления по-

лучаемых результатов анализа разработан специальный формат.<sup>1</sup>

### 20.1. Основные понятия и соотношения

Нелинейные волновые процессы описываются нелинейными, как правило, дифференциальными уравнениями. Амплитуда волновых возмущений при этом достаточно большая, что и определяет нелинейный характер взаимодействия волны со средой.

При решении нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных относительно временной  $t$  и пространственной  $x$  переменных возможно существование решений, именуемых стационарными волнами. Как известно (см., например, [12 – 18]), под стационарной волной понимается волна, зависящая от бегущей переменной  $\xi = x \pm ut$ , где  $u$  – фазовая скорость волны. Стационарные волны сравнительно хорошо изучены, так как они описываются обыкновенными дифференциальными уравнениями. К ним относятся, в частности, ударные волны, кноидальные волны и солитоны.

*Ударные волны.* При распространении нелинейных волн в недиспергирующих недиссипативных средах происходит укрупнение профиля волны. Учет диссипации может привести к компенсации нелинейных эффектов расплыванием профиля волны и возникновению стационарной волны, в частности, ударной. Под ударной волной понимают распространяющийся скачок какого-либо параметра волны или среды (плотности, давления и т. п.). Решение в виде ударной волны имеет, например, уравнение Бюргерса, являющееся одним из эталонных уравнений теории нелинейных волн. Оно имеет вид [15 – 18]:

<sup>1</sup> Глава 20 написана на основе работы: Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 10. – С. 3 – 21.

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad (20.1)$$

где  $v = v(x, t)$ ,  $\gamma$  – параметр диссипации (им может быть коэффициент вязкости). Решение уравнения (20.1) в виде ударной волны можно записать так:

$$v(\xi) = \frac{v_1 + v_2 \exp(\xi/\xi_0)}{1 + \exp(\xi/\xi_0)}, \quad (20.2)$$

где  $v(-\infty) = v_1$ ,  $v(+\infty) = v_2$ ,  $v'(\pm\infty) = 0$ ,  $u = (v_1 + v_2)/2$ ,  $\xi_0 = 2\gamma/(v_1 - v_2)$ ,  $\xi_0$  – ширина фронта ударной волны.

Вид профиля ударной волны, описываемой выражением (20.2), показан на рис. 20.1, а.

Несколько иная ударная волна описывается модифицированным уравнением Бюргерса (с кубической нелинейностью):

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 3\alpha v^2 \frac{\partial v}{\partial x} = \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}. \quad (20.3)$$

Вид решения уравнения (20.3), приведенный на рис. 20.1, б, таков:

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\sqrt{1 + \exp(\xi/\xi_0)}}, \quad (20.4)$$

где  $v(-\infty) = v_m$ ,  $v(+\infty) = 0$ ,  $v'(\pm\infty) = 0$ ,  $u = \alpha v_1^2$ ,  $\xi_0 = \gamma/v_m^2$  – ширина фронта ударной волны.

Для аналитических вычислений также удобна простая модель ударной волны вида (рис. 20.1, в):

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\pi} \left( \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{\xi}{\xi_0} \right). \quad (20.5)$$

Ударные волны обладают следующими свойствами:

- 1) скорость ударной волны зависит от ее амплитуды;
- 2) скорость ударной волны всегда больше скорости соответствующей линейной волны;
- 3) ударная волна сопровождается перемещением среды в направлении распространения фронта возмущения;

4) ударная волна не периодическая, а распространяется в виде отдельного скачка уплотнения.

*Пилообразные волны.* Волна с пилообразным (N-образным) профилем возникает в результате преобладания нелинейного укручения над диссипацией. Данная волна не относится к стационарным. Она также описывается уравнением (20.1).

Решение (20.1), впервые найденное Р. В. Хохловым в 1961 г., имеет вид [13]:

$$v(t, x) = \frac{1}{1+t} \left( x - \pi \operatorname{th} \frac{\pi x}{2\gamma(1+t)} \right), \quad -\pi < x < \pi,$$

где  $t$  – безразмерное время,  $x$  – безразмерная координата.

*Солитон.* Если при распространении нелинейных волн учесть влияние дисперсии, получается другой класс стационарных волн, называемых солитонами.

Под классическим солитоном понимается нелинейная уединенная бегущая волна, сохраняющая профиль и скорость при движении в диспергирующей среде, а также после взаимодействия с подобными ей волнами.

Солитон локализован в пространстве и во времени. Главное свойство классического солитона – его неизменность после взаимодействия с другими солитонами.

Солитонное решение имеет, например, уравнение Кортевега–де Вриза (КдВ) [15 – 18]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0. \quad (20.6)$$

Решением уравнения (20.6) при  $v(x, t) = v(\xi)$ ,  $v(+\infty) = v'(\pm\infty) = v''(\pm\infty) = 0$  является классический солитон:

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\operatorname{ch}^2(\xi/\xi_0)}, \quad (20.7)$$

где  $v_m = 3u$ ,  $\xi_0 = 2(\beta/u)^{1/2}$ . Вид этого солитона показан на рис. 20.1, д.

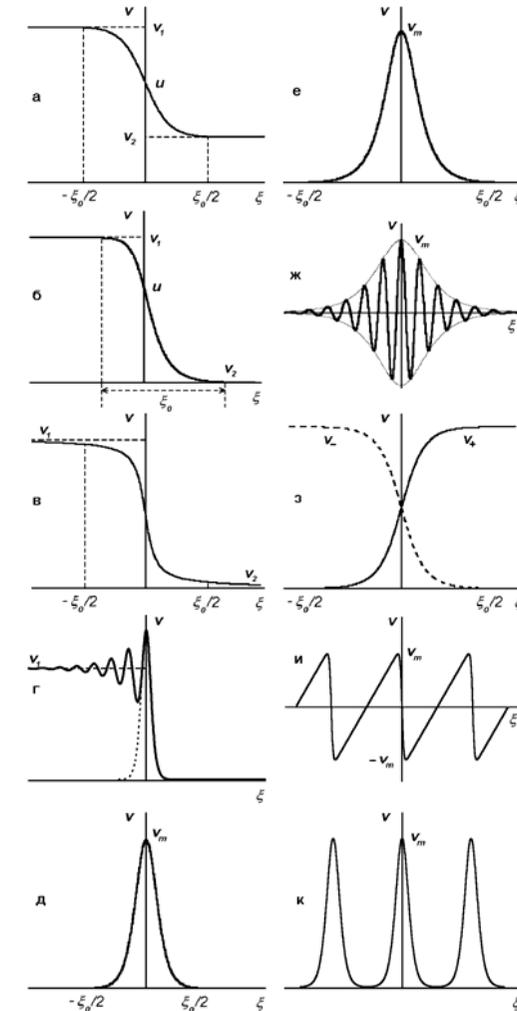


Рис. 20.1. Нелинейные колебания и волны: а – ударная волна, описываемая уравнением Бюргерса, б – ударная волна, описываемая уравнением (20.3), в – ударная волна, описываемая выражением (20.4), г – ударная волна, описываемая уравнением БКдВ, д – классический солитон, е – солитоноподобное решение уравнения мКдВ, ж – солитон огибающей, з – кинк ( $v_-$ ) и антикинк ( $v_+$ ), и – пилообразная волна, к – кноидальная волна

Солитон другого вида получается из решения модифицированного (с кубической нелинейностью) уравнения КдВ (мКдВ):

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 6\alpha v^2 \frac{\partial v}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0 \quad (20.8)$$

при  $v(x, t) = v(\xi)$ ,  $v(+\infty) = v'(\pm\infty) = v''(\pm\infty) = 0$ . Он имеет вид, приведенный на рис. 20.1, е, и задается выражением:

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\text{ch}(\xi/\xi_0)}, \quad (20.9)$$

где  $v_m = (u/\alpha)^{1/2}$ ,  $\xi_0 = 2(\beta/u)^{1/2}$ .

При учете нелинейности, диссипации и дисперсии необходимо решать уравнение Бюргерса–Кортевега–де Вриза (БКдВ) [15 – 18]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = \alpha \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}. \quad (20.10)$$

Для стационарных волн, у которых  $v(x, t) = v(\xi)$ , при  $v(-\infty) = v_1$ ,  $v(+\infty) = v'(\pm\infty) = v''(\pm\infty) = 0$  решение уравнения (20.10), так называемое “решение-кентавр”, имеет вид, приведенный на рис. 20.1, г. Оно описывает ударную волну в среде с дисперсией. К сожалению, аналитического выражения для этого решения получить не удастся.

*Кноидальные волны.* Уравнение (20.6) может иметь также периодическое решение вида

$$v(\xi) = v_m \text{cn}^2(\xi/\xi_0),$$

где  $v_m$  – амплитуда волны,  $\xi_0 = 2(3\beta/b)^{1/2}$ ,  $v_m = -2C/u$ ,  $b = 2v_m - 3u$ ,  $C < -1,5u^2$  – константа. Важно, что  $b > v_m > 0$ ,  $\text{cn}(x)$  – эллиптический косинус (эллиптическая функция Якоби). При малых  $v_m$  функция  $v(\xi)$  практически не отличается от гармонической (косинусоиды). При  $v_m \geq 1$  функция  $v(\xi)$  – периодическая, но явно не гармоническая; она описывает нелинейную (кноидальную) волну.

*Диссипативный солитон.* Чаще всего в природе имеет место диссипативный солитон. Он возникает в открытых системах. Своим существованием такой солитон обязан притоку энергии (вещества, излучения и т. п.).

Диссипативный солитон описывается уравнением вида:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v}{\partial x} = \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \alpha v^2 - \beta v,$$

где  $v_0, \alpha, \beta, \gamma > 0$ ,  $v_0 = \text{const}$ . Здесь вместо нелинейного члена  $v \partial v / \partial x$  или  $\alpha v^2 \partial v / \partial x$  (см. соотношения (20.6) и (20.8)) присутствует член  $\alpha v^2$  (источник), член  $-\beta v$  описывает потери. Кроме того, главную роль играет диссипация, а не дисперсия. Для стационарной волны при  $v(\pm\infty) = v'(\pm\infty) = 0$  имеем

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\text{ch}^2(\xi/\xi_0)}, \quad \xi = x - v_0 t,$$

где  $\xi_0 = 2(\gamma/\beta)^{1/2}$ ,  $v_m = 3\beta/2\alpha$ .

В случае диссипативного солитона нелинейное укручение профиля волны компенсируется влиянием диссипации, чаще всего вызванной процессами переноса (вязкостью, диффузией, теплопроводностью и т. п.). В отличие от классического солитона ширина и высота диссипативного солитона не связаны между собой и не зависят от его скорости движения  $v_0$ .

Нелинейное уравнение Шредингера вида [15 – 18]

$$i \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \beta v |v|^2 = 0,$$

где  $\beta > 0$ ,  $i = \sqrt{-1}$ , имеет своим решением:

$$v(x, t) = \frac{v_m}{\text{ch}\left(\frac{b}{2}(x - u_1 t)\right)} \exp\left(i \frac{u_1}{2}(x - u_2 t)\right), \quad (20.11)$$

где  $v_m = b/(2\beta)^{1/2}$ ,  $b = ((u_1 - 2u_2)u_1)^{1/2}$ . Выражение (20.11) носит название солитона огибающей (рис. 20.1, ж).

Интересное солитоноподобное решение имеет уравнение синус-Гордона [14, 18]:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \sin v. \quad (20.12)$$

Здесь  $v$  – безразмерная функция,  $t$  и  $x$  – безразмерные время и координата. При  $v(x,t) = v(\xi)$ ,  $v(+\infty) = v'(\pm\infty) = 0$  решения уравнения (20.12) выглядят так:

$$v_{\pm}(\xi) = 4 \operatorname{arctg} \exp\left(\pm \frac{\xi}{\sqrt{1+u^2}}\right).$$

Их вид приведен на рис. 20.1, з. Решение со знаком “+” принято называть кинком, а со знаком “-” – антикинком.

## 20.2. Основы непрерывного вейвлет-преобразования

В основе непрерывного вейвлет-преобразования (см., например, [1 – 11]) сигнала  $s(t)$  лежит соотношение

$$Wf(a,b) = \frac{1}{a^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt, \quad (20.13)$$

где  $\psi(t)$  – вейвлет-образующая функция, из которой с помощью переносов ( $b$  – параметр сдвига) и масштабных преобразований ( $a$  – параметр масштабирования) строится базис вейвлетов, по которому и раскладывается сигнал  $s(t)$ .

Основными свойствами вейвлетов являются локализация, нулевое среднее и автомодельность базиса (см., например, [1 – 11]). Вейвлет должен быть локализован как во времени, так и по частоте.

Вейвлет имеет нулевое среднее, т. е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} t^m \psi(t) dt = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

В зависимости от величины  $m$  вейвлет принято называть вейвлетом  $m$ -ого порядка. При  $m = 0$  получается так называемое условие осцилляций или знакопеременности.

Вейвлет должен обладать свойством ограниченности, т. е.

$$\int |\psi(t)|^2 dt < \infty.$$

Характерным признаком базиса вейвлет-преобразования является его *автомодельность*, так как все базисные функции получены с помощью масштабных преобразований и сдвигов из одного и того же исходного вейвлета.

Функция  $Wf(a,b)$  называется вейвлет-спектром сигнала  $s(t)$ . Анализ  $Wf(a,b)$  позволяет судить о частотно-временных особенностях сигнала. В отличие от оконного преобразования Фурье, вейвлет-преобразование имеет адаптивное частотно-временное окно, которое оказывается достаточно узким во времени (по параметру  $b$ ) для малых  $a$  и широким – для больших  $a$ . Благодаря этому свойству вейвлет-преобразование иногда называют “математическим микроскопом” (см., например, [6, 10]). Непрерывное вейвлет-преобразование в работе производилось с помощью пакета Wavelet Toolbox 2.2 из состава СКМ MATLAB 6.5.

Для обозначения вейвлетов здесь и далее используются имена, принятые в данном пакете [10, 19]. Эти обозначения таковы. Вейвлеты Добеши 1, 2, ..., 12 порядка записываем соответственно как db1, db2, ..., db12; вейвлеты Симлета 2, 3, ..., 10 порядка – sym2, sym3, ..., sym10; койфлеты 1, 2, ..., 5 порядка – coif1, coif2, ..., coif5; вейвлеты Гаусса 1, 2, ..., 8 порядка – gaus1, gaus2, ..., gaus8; вейвлет Морле – mor1; HAAR-вейвлет – haar; МНАТ-вейвлет – mexh; вейвлет Мейера – meug.

Следует отметить, что haar и db1 являются одним и тем же вейвлетом.

Кроме анализа вейвлет-спектров  $Wf(a,b)$ , также полезным оказывается рассмотрение скелетонов и скалограмм (см., например, [6, 10, 11]). Скелетоном, как известно, называется двумерная картина линий, соединяющих отдельно локальные максимумы и локальные минимумы вейвлет-спектра  $Wf(a,b)$ . Некоторые авторы (см., например, [6, 10, 11]) считают, что в скелетоне заключена вся информация об исследуемом сигнале. Для практического анализа скелетонов полезны характерные примеры, приведенные в работах [6, 11].

Энергограммой назовем интеграл следующего вида:

$$E_w f(a) = \int_{-\infty}^{\infty} |Wf(a, b)|^2 db.$$

Локальные максимумы на энергограмме отвечают колебаниям, вносящим наибольший вклад в исследуемый процесс. Как правило, изучение энергограммы дополняет информацию, содержащуюся в вейвлет-спектре  $Wf(a, b)$  (см., например, [6, 11]).

Часто вместо вейвлет-спектра  $Wf(a, b)$  анализируется так называемая скэйлограмма сигнала  $P_{wf}(a, b)$ , задаваемая соотношением (см., например, [11]):

$$P_w f(a, b) = |Wf(a, b)|^2.$$

К сожалению, в большинстве случаев аналитические выражения для  $Wf(a, b)$  и  $P_{wf}(a, b)$  получить невозможно, поскольку либо интеграл (20.13) не вычисляется аналитически, либо сам вейвлет не имеет аналитического выражения. В таком случае представляет интерес использование вейвлета вида

$$\psi(t) = \begin{cases} -1, & -1 \leq t < 0, \\ 1, & 0 \leq t \leq 1, \\ 0, & |t| > 1, \end{cases} \quad (20.14)$$

предложенного Хааром в 1910 г. (см., например, [6, 10, 11]).

Непрерывное вейвлет-преобразование удобно применять совместно с оконным преобразованием Фурье.

Оконное преобразование Фурье (см., например, [11]), задаваемое выражением

$$\dot{S}f(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t)w(t - \tau)e^{-i\omega t} dt, \quad (20.15)$$

также позволяет одновременно исследовать полученную функцию спектральной плотности (ФСП) сигнала  $\dot{S}f(\omega, \tau)$  как в частотной, так и во временной области. Однако его недостаток состоит в наличии постоянного (неадаптивного) частотно-

временного окна  $w(t)$ , которое имеет одинаковую ширину в области как больших, так и малых  $\omega$ . При анализе нами использовалась не сама ФСП оконного преобразования Фурье  $\dot{S}f(\omega, \tau)$ , а спектрограмма, определяемая соотношением

$$P_s f(\omega, \tau) = |\dot{S}f(\omega, \tau)|^2.$$

Спектрограмму сигнала  $P_{Sf}(\omega, \tau)$  удобно сравнивать с его скэйлограммой  $P_{wf}(a, b)$ . Для спектрограммы  $P_{Sf}(\omega, \tau)$  также можно построить соответствующий скелетон.

Между параметрами  $a$ ,  $b$  непрерывного вейвлет-преобразования и  $\omega$ ,  $\tau$  оконного преобразования Фурье существует простая связь:  $b = \tau$ ,  $a = kT = 2\pi k/\omega$ , где  $k$  – коэффициент пропорциональности ( $k > 0$ ), зависящий от выбранной функции  $\psi(t)$ . Например, для используемых в работе МНАТ-вейвлета (mexh) и вейвлета Добеши четвертого порядка (db4) данный коэффициент составляет соответственно  $k \approx 0,250$  и  $k \approx 0,714$ . Для удобства сравнения спектрограмм с вейвлет-спектрами параметры  $a$  и  $\omega$  нами заменялись на соответствующий период  $T$ , а параметры  $b$  и  $\tau$  – на  $t$ .

### 20.3. Результаты вейвлет-анализа

При использовании вейвлета Хаара (haar), задаваемого соотношением (20.14), можно получить следующие аналитические выражения для вейвлет-спектров  $Wf(a, b)$  и скэйлограмм  $P_{wf}(a, b)$  для некоторых рассмотренных выше нелинейных волн и колебаний.

Ударная волна (20.2) имеет следующие вейвлет-спектр и вейвлет-спектрограмму соответственно:

$$Wf(a, b) = \frac{\xi_0(v_1 - v_2)}{\sqrt{a}} \ln \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_+ \varepsilon_-},$$

$$P_w f(a, b) = \frac{\xi_0^2(v_1 - v_2)^2}{a} \ln^2 \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_+ \varepsilon_-},$$

$$\text{где } \varepsilon = 1 + \exp\left(\frac{b}{\xi_0}\right), \quad \varepsilon_{\pm} = 1 + \exp\left(\frac{b \pm a}{\xi_0}\right).$$

Для ударной волны (20.4) вейвлет-спектр и вейвлет-спектрограмма задаются соотношениями:

$$Wf(a, b) = \frac{v_m \xi_0}{\sqrt{a}} \left( \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_+} - 1}{\sqrt{\varepsilon_+} + 1} + \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_-} - 1}{\sqrt{\varepsilon_-} + 1} - 2 \ln \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right),$$

$$P_w f(a, b) = \frac{v_m^2 \xi_0^2}{a} \left( \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_+} - 1}{\sqrt{\varepsilon_+} + 1} + \ln \frac{\sqrt{\varepsilon_-} - 1}{\sqrt{\varepsilon_-} + 1} - 2 \ln \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right)^2.$$

Для модели ударной волны (20.5) вейвлет-спектр и вейвлет-спектрограмма выглядят следующим образом:

$$Wf(a, b) = -\frac{v_m \xi_0}{\pi \sqrt{a}} \left( \xi_+ \arctg \xi_+ + \xi_- \arctg \xi_- + \frac{1}{2} \ln \frac{(\xi_b^2 + 1)^2}{(\xi_+^2 + 1)(\xi_-^2 + 1)} \right),$$

$$P_w f(a, b) = \frac{v_m^2 \xi_0^2}{\pi^2 a} \left( \xi_+ \arctg \xi_+ + \xi_- \arctg \xi_- + \frac{1}{2} \ln \frac{(\xi_b^2 + 1)^2}{(\xi_+^2 + 1)(\xi_-^2 + 1)} \right)^2,$$

$$\text{где } \xi_b = \frac{b}{\xi_0}, \quad \xi_{\pm} = \frac{b \pm a}{\xi_0}.$$

Для классического солитона, описываемого соотношением (20.7), имеем такие вейвлет-спектр и вейвлет-спектрограмму соответственно:

$$Wf(a, b) = \frac{v_m \xi_0}{\sqrt{a}} [\text{th} \xi_- + \text{th} \xi_+ - 2 \text{th} \xi_b],$$

$$P_w f(a, b) = \frac{v_m^2 \xi_0^2}{a} [\text{th} \xi_- + \text{th} \xi_+ - 2 \text{th} \xi_b]^2.$$

Вейвлет-спектр и вейвлет-спектрограмма солитона (20.9) имеют соответственно следующий вид:

$$Wf(a, b) = \frac{v_m \xi_0}{\sqrt{a}} [\arctg \text{sh} \xi_- + \arctg \text{sh} \xi_+ - 2 \arctg \text{sh} \xi_b],$$

$$P_w f(a, b) = \frac{v_m^2 \xi_0^2}{a} [\arctg \text{sh} \xi_- + \arctg \text{sh} \xi_+ - 2 \arctg \text{sh} \xi_b]^2.$$

Кроме приведенных выше аналитических результатов, выполнен численный анализ нелинейных волн и колебаний. Представление результатов осуществляется с помощью разработанного нами формата, который рекомендуется для использования и другим исследователям. В рамках этого формата для каждой изучаемой временной функции (сигнала) приводятся ее вид во временной области, вейвлет-спектрограмма, с указанием примененного вейвлета, энергограмма, скелетон, спектрограмма оконного преобразования Фурье, одномерный Фурье-спектр и скелетон спектрограммы оконного преобразования Фурье. Такой формат представления данных позволяет сравнивать между собой результаты вейвлет- и Фурье-анализов, которые хорошо дополняют друг друга, а потому рекомендуются для совместного их применения.

Численный анализ проводился нами для различных вещественных вейвлетов. В качестве примера на рис. 20.2 – 20.20 показаны результаты применения симметричного во временной области МНАТ-вейвлета (mexh). Особенности, возникающие в случае использования несимметричных вейвлетов, отмечаются на примере фрактального несимметричного вейвлета Добеши четвертого порядка (db4).

На рис. 20.2 и рис. 20.3 рассматривается анализ ударной волны, описываемой уравнением Бюргера, при разных величинах ширины ее фронта ( $\xi_0 = 0,5$  и  $\xi_0 = 4$ ).

Рис. 20.4 и рис. 20.5 посвящены анализу ударной волны, которая является решением уравнения (20.3) при  $\xi_0 = 1$  и  $\xi_0 = 4$ .

Классический солитон рассматривается на рис. 20.6 и рис. 20.7 при  $\xi_0 = 2,5$  и  $\xi_0 = 3,5$  соответственно.

Анализу солитоноподобного решения уравнения мКдВ при  $\xi_0 = 2,5$  и  $\xi_0 = 5,5$  посвящены рис. 20.8 и рис. 20.9.

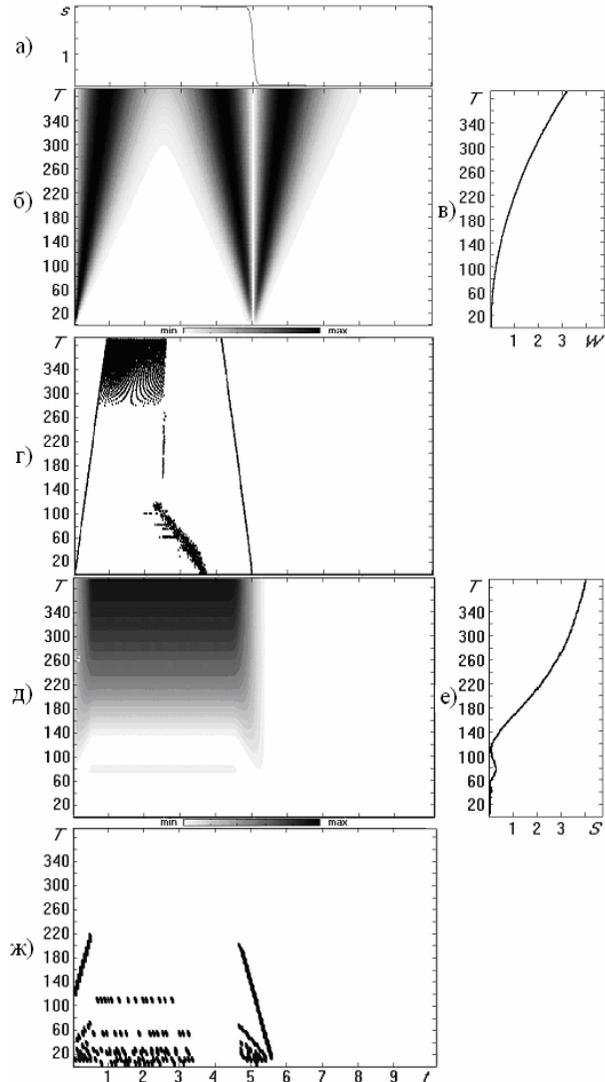


Рис. 20.2. Анализ ударной волны, описываемой уравнением Бюргера при  $\xi_0 = 0,5$ . На рисунках: а – ударная волна во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

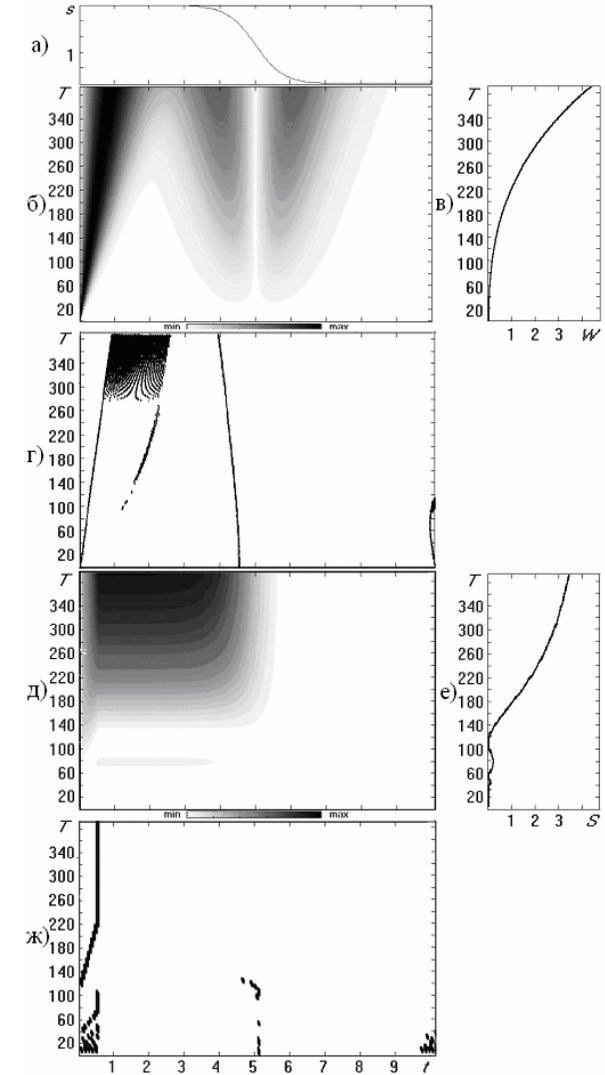


Рис. 20.3. Анализ ударной волны, описываемой уравнением Бюргера при  $\xi_0 = 4$ . На рисунках: а – ударная волна во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

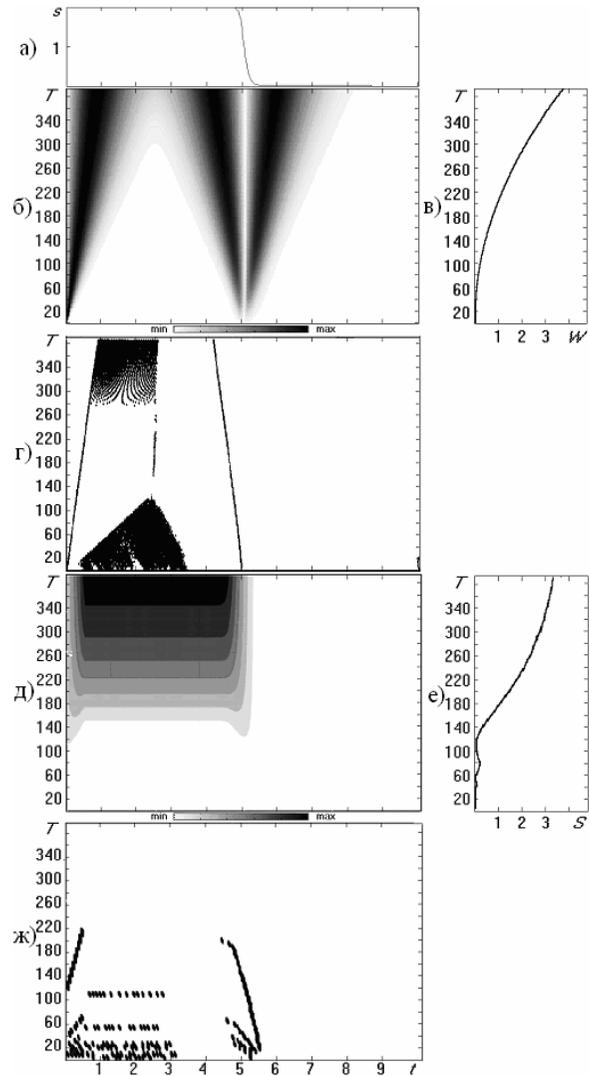


Рис. 20.4. Анализ ударной волны, описываемой уравнением Бюргера при  $\xi_0 = 1$ . На рисунках: а – ударная волна во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

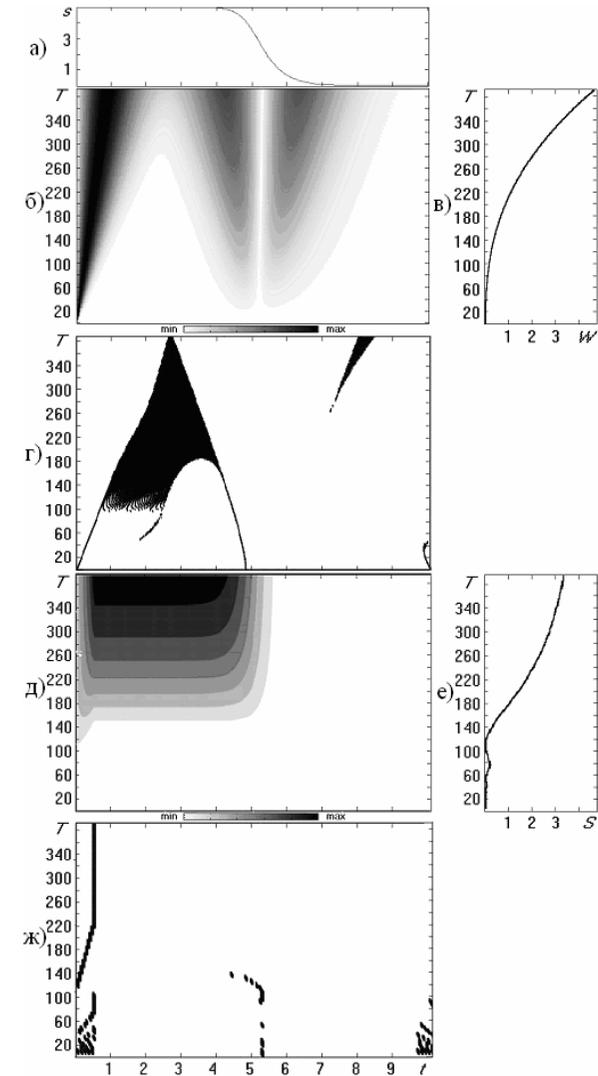


Рис. 20.5. Анализ ударной волны, описываемой уравнением (20.3) при  $\xi_0 = 4$ . На рисунках: а – ударная волна во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

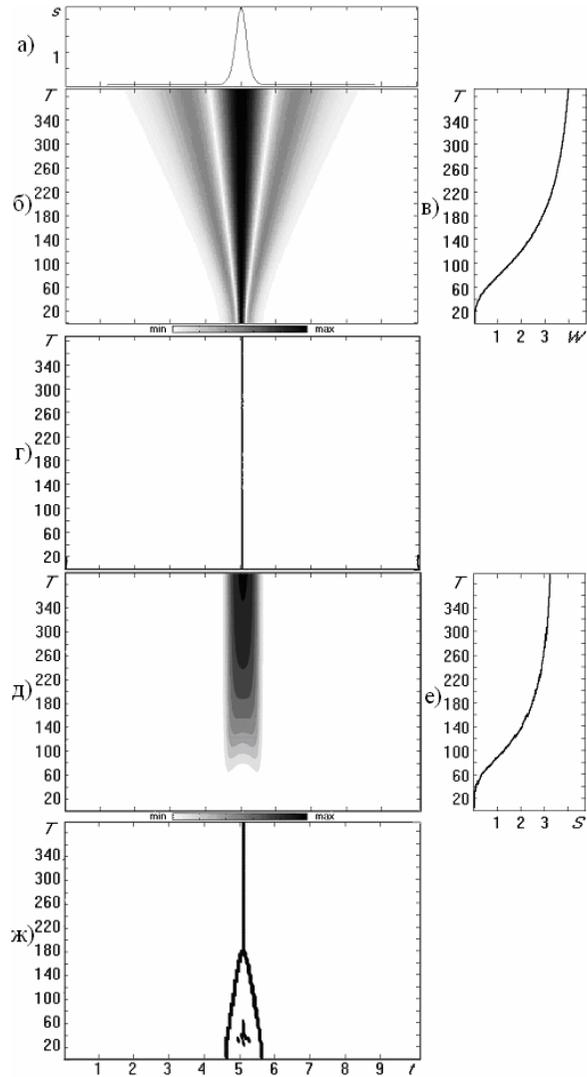


Рис. 20.6. Анализ классического солитона при  $\xi_0 = 2,5$ . На рисунках: а – солитон во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

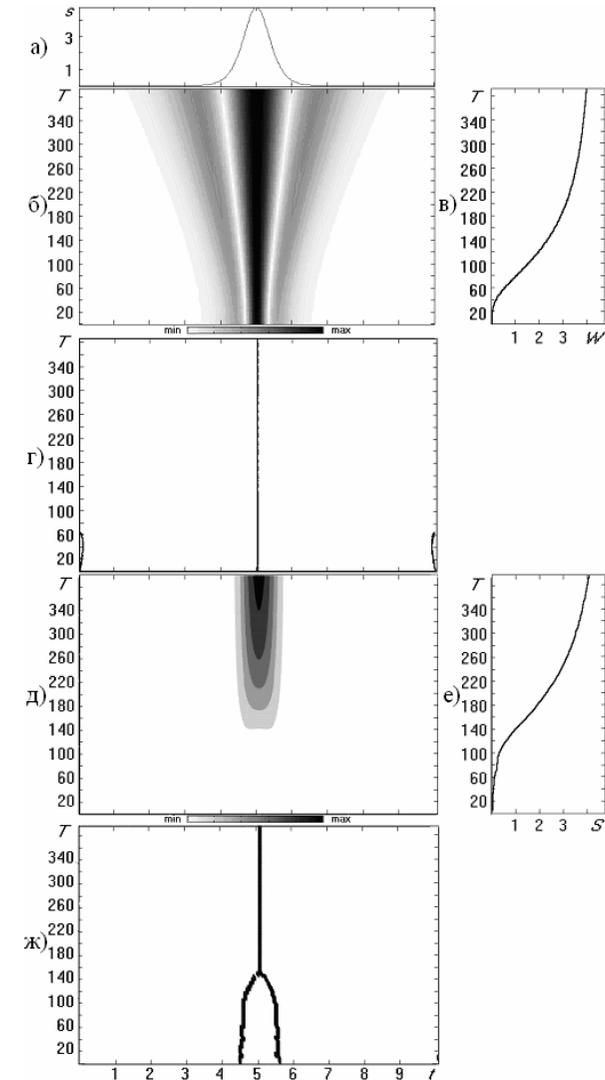


Рис. 20.7. Анализ классического солитона при  $\xi_0 = 3,5$ . На рисунках: а – солитон во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

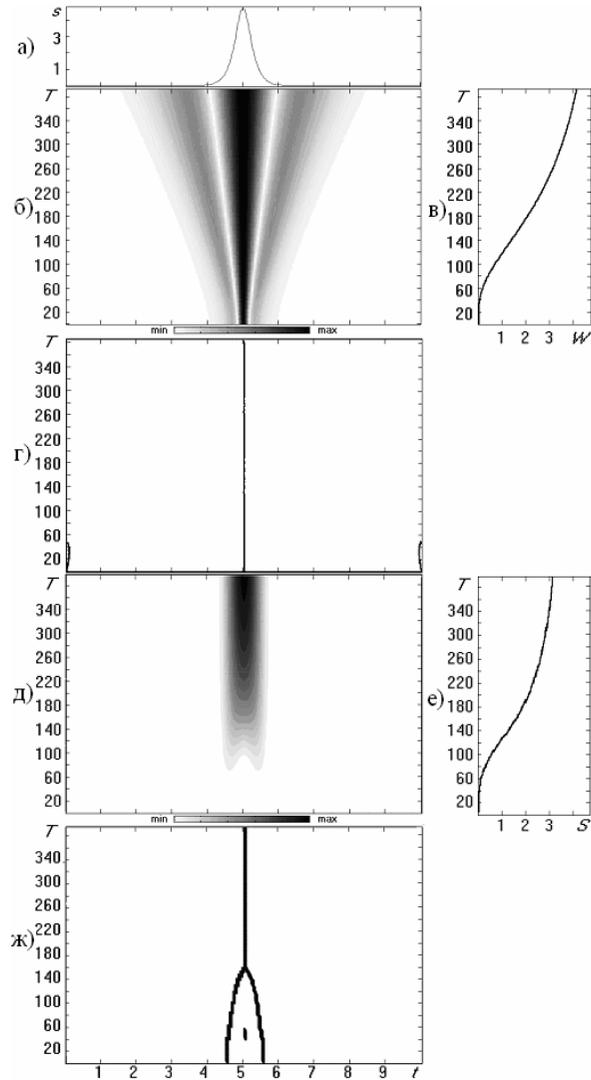


Рис. 20.8. Анализ солитона мКдВ при  $\xi_0 = 2,5$ . На рисунках: а – солитон во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mexh}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

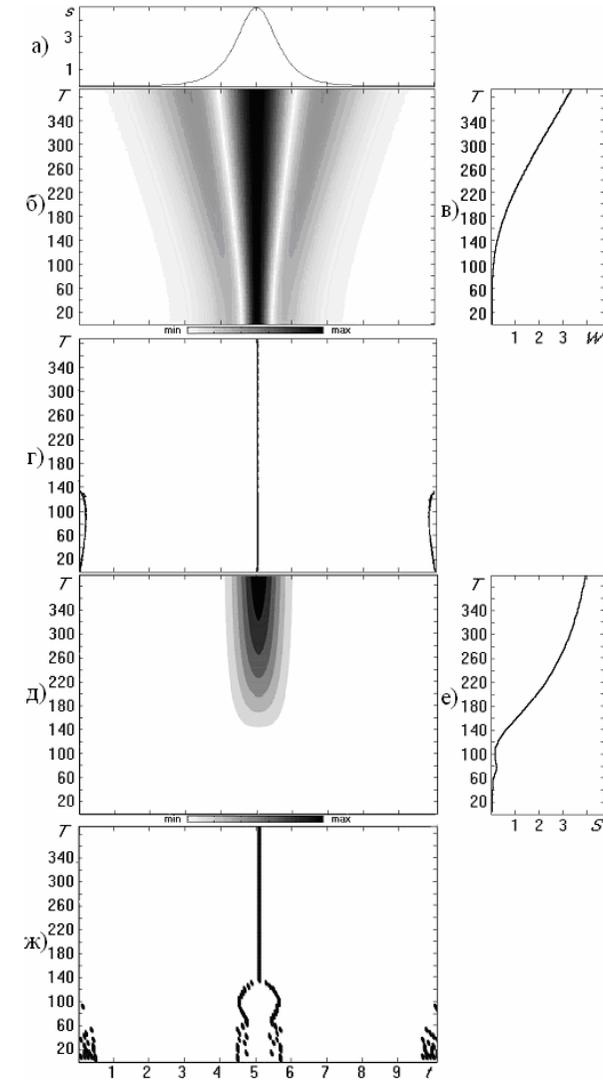


Рис. 20.9. Анализ солитона мКдВ при  $\xi_0 = 5,5$ . На рисунках: а – солитон во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mexh}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

На рис. 20.10 и рис. 20.11 приводятся результаты анализа солитона огибающей ( $\xi_0 = 4,5$  и  $\xi_0 = 10$  соответственно).

Рис. 20.12 – 20.15 относятся соответственно к описанию кинка ( $\xi_0 = 1$  и  $\xi_0 = 4$ ) и антикинка ( $\xi_0 = 1$  и  $\xi_0 = 4$ ).

Результаты анализа “решения-кентавра” уравнения БКДВ представлено на рис. 20.16.

На рис. 20.17 и рис. 20.18 приведены результаты анализа пилообразной волны для  $\gamma = \pi/24$ ,  $t = 1$  и  $t = 5$  соответственно.

Кноидальная волна с  $v_m = 5$ ,  $\xi_0 = 2\sqrt{0,6}$  и  $\xi_0 = 2\sqrt{6}$  показана на рис. 20.19 и рис. 20.20 соответственно.

При проведении оконного преобразования Фурье использовалось прямоугольное окно во временной области с шириной, составляющей одну десятую часть от длины реализации анализируемого сигнала.

В результате выполненного анализа установлено следующее. Ударные волны (рис. 20.2 – 20.5), а также сходные с ними кинк и антикинк (рис. 20.12 – 20.15), как и ожидалось, имеют похожие вейвлет-спектры, энергограммы, скелетоны, спектрограммы оконного преобразования Фурье, одномерные Фурье-спектры и скелетоны спектрограмм.

На вейвлет-спектрах имеется по два расходящихся в область больших  $T$  “куста”. Один из них, центральный, относится к самой ударной волне, а второй, крайний, вызван исключительно краевым эффектом и появляется с той стороны, где исследуемая функция отлична от нуля. Положение первого “куста” на временной оси соответствует фронту ударной волны, причем ширина “куста” у основания пропорциональна ширине фронта. Для вейвлета  $\text{mexh}$  “кусты” симметричны, а для вейвлета  $\text{db4}$  они обладают некоторой асимметрией.

На скелетоне ударной волне соответствуют две расходящиеся почти прямые линии, расстояние между которыми

вблизи оси абсцисс также пропорционально ширине фронта ударной волны, а их положение на временной оси определяет нахождение самого фронта.

Для вейвлета  $\text{db4}$  эти линии несимметричны. В то же время для вейвлета  $\text{mexh}$  они хоть и симметричны, но линия со стороны меньшего значения анализируемой функции почти не просматривается. На энергограмме ударной волне соответствует выходящая из начала координат монотонно возрастающая функция, имеющая при больших  $T$  отрицательную вторую производную. (На приведенных энергограммах эта область оказалась за пределами рисунка).

Спектрограмма оконного преобразования Фурье и ее скелетон дают возможность найти положение центра фронта ударной волны, а также определить характер скачка (возрастание или убывание), но не позволяют оценить ширину фронта ударной волны.

Поведение одномерного спектра Фурье в целом совпадает с поведением энергограммы. Наличие же локального максимума в диапазоне  $T \approx 60 - 100$  вызвано видом и шириной используемого спектрального окна.

Для классического солитона и солитоноподобного решения уравнения мКдВ наблюдается во многом схожая картина (рис. 20.6 – 20.9). Однако на скелетоне уже не две, а три линии, причем новая центральная линия начинается на временной оси почти из места положения максимума солитона. Для вейвлета  $\text{db4}$  эти линии асимметричны, а для вейвлета  $\text{mexh}$  – симметричны, но боковые линии на рисунке почти не просматриваются.

По спектрограмме оконного преобразования Фурье можно оценить не только положение солитона на оси времени, но и его ширину. Хотя, по-видимому, менее точно, чем по скелетону. Скелетон спектрограммы у солитона начинается с характерной “вилки”.

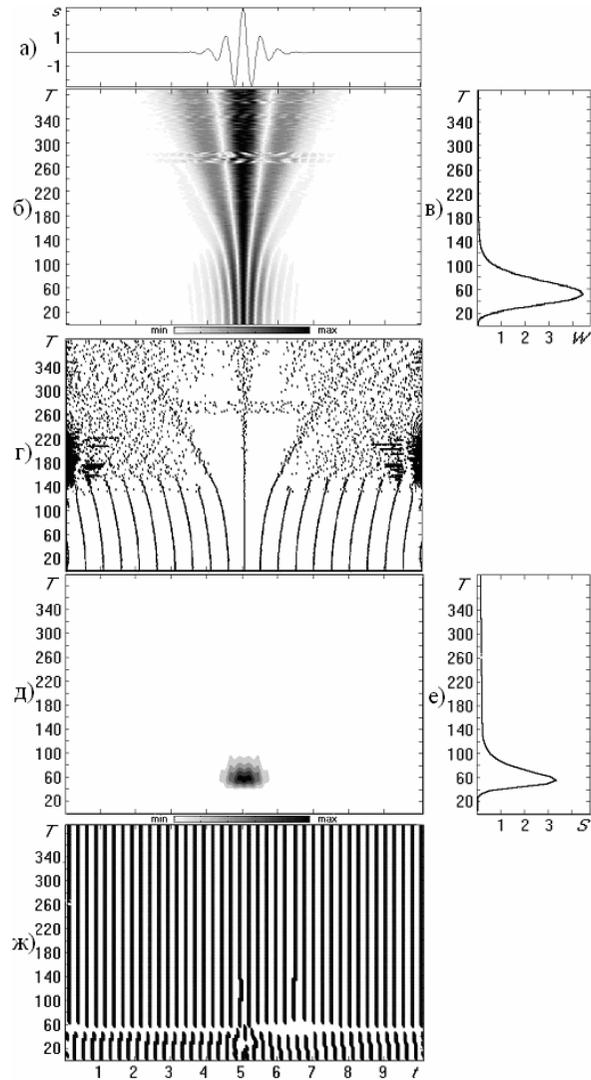


Рис. 20.10. Анализ солитона огибающей при  $\xi_0 = 4,5$ . На рисунках: а – солитон во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

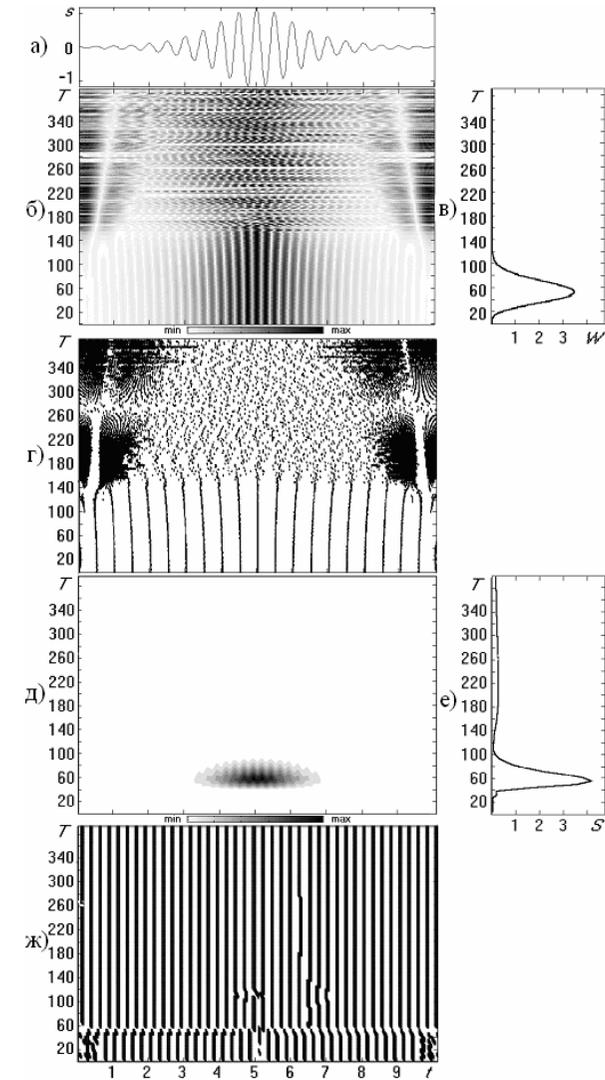


Рис. 20.11. Анализ солитона огибающей при  $\xi_0 = 10$ . На рисунках: а – солитон во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

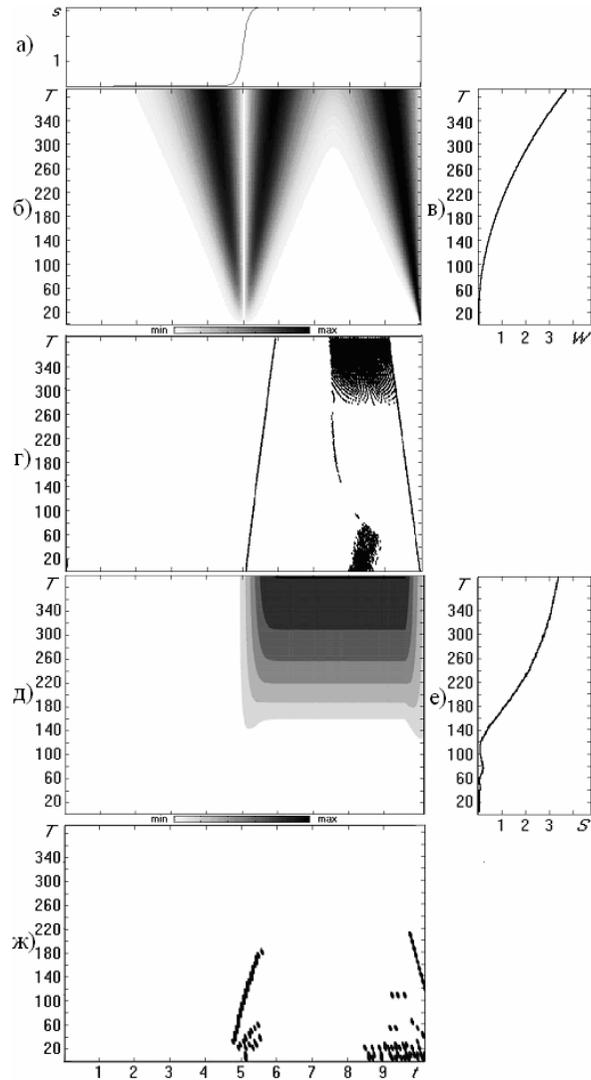


Рис. 20.12. Анализ кинка при  $\xi_0 = 1$ . На рисунках: а – кинк во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

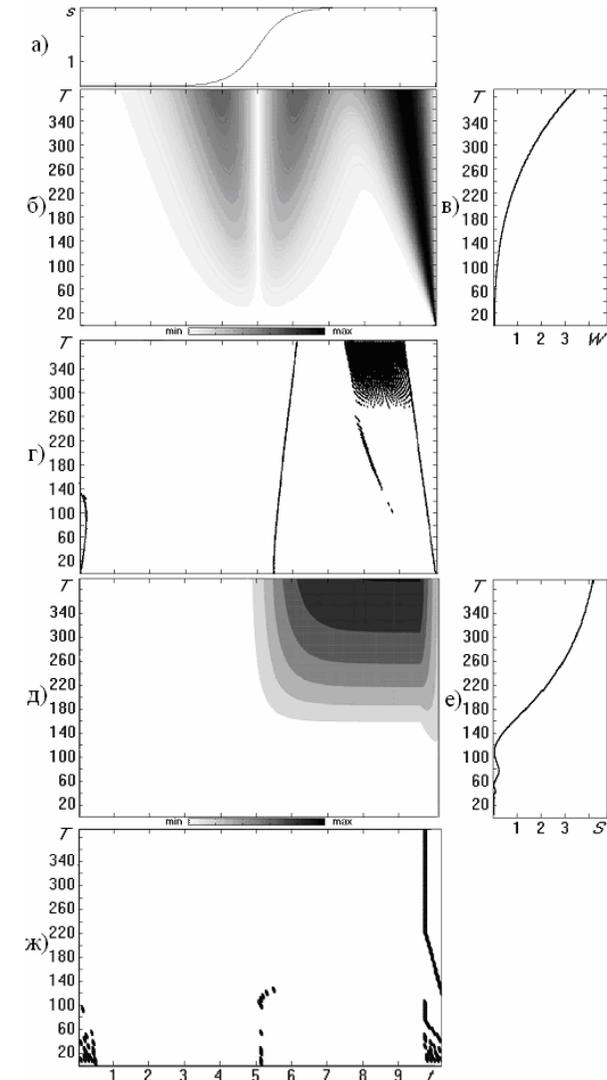


Рис. 20.13. Анализ кинка при  $\xi_0 = 4$ . На рисунках: а – кинк во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

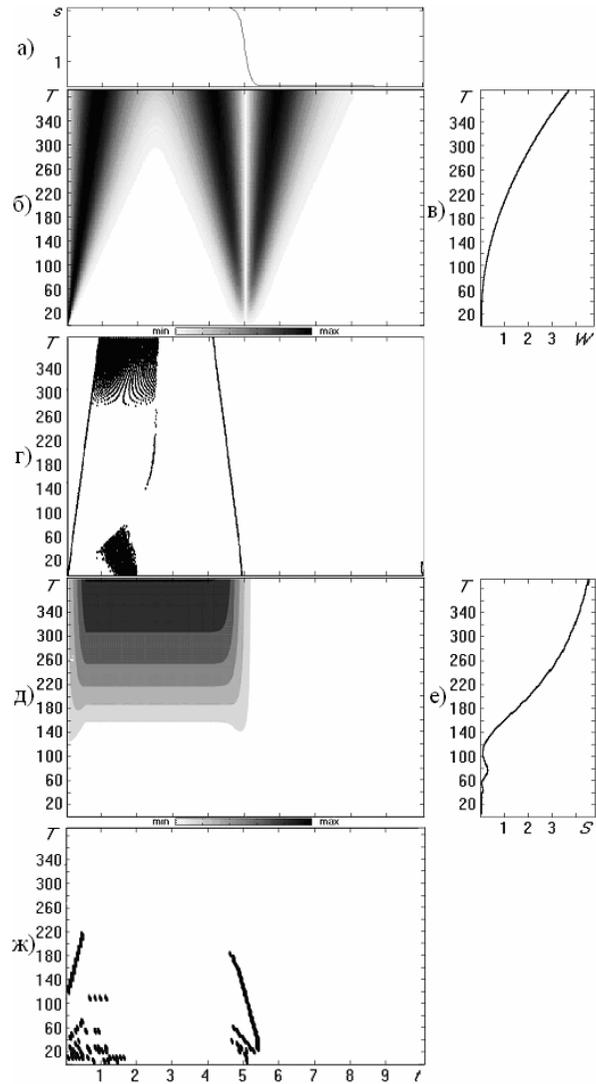


Рис. 20.14. Анализ антикинка при  $\xi_0 = 1$ . На рисунках: а – антикинк во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

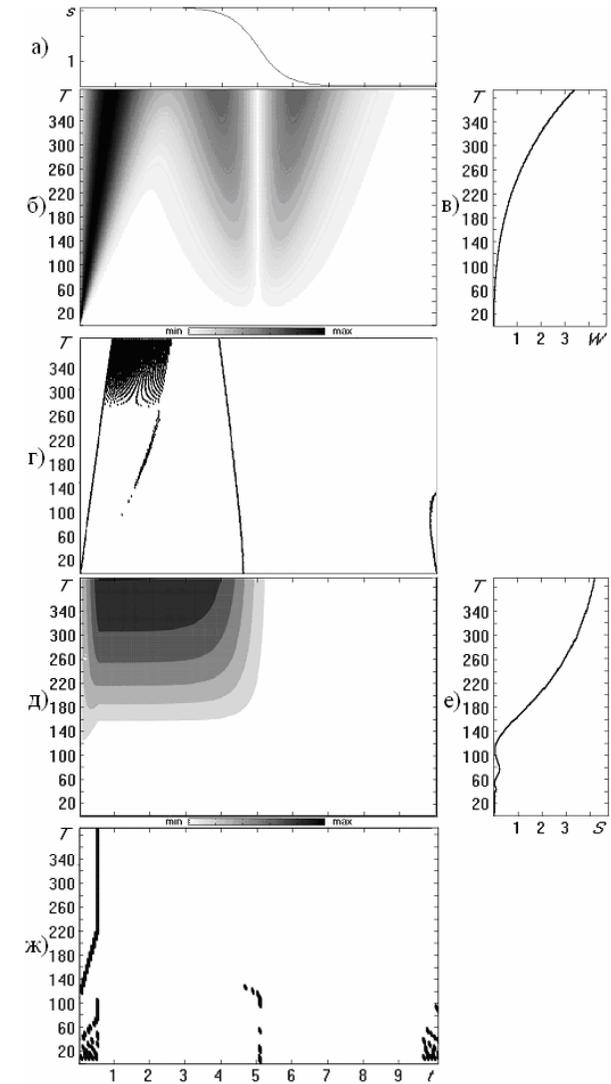


Рис. 20.15. Анализ антикинка при  $\xi_0 = 4$ . На рисунках: а – антикинк во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

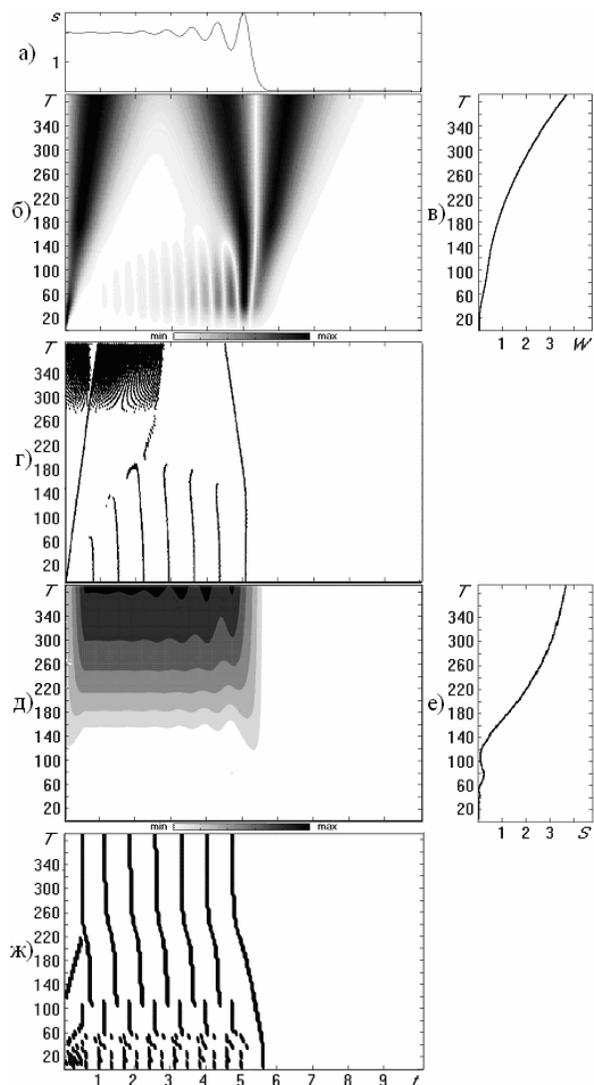


Рис. 20.16. Анализ ударной волны (“решение-кентавр”) в диспергирующей среде: а – ударная волна во временной области; б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

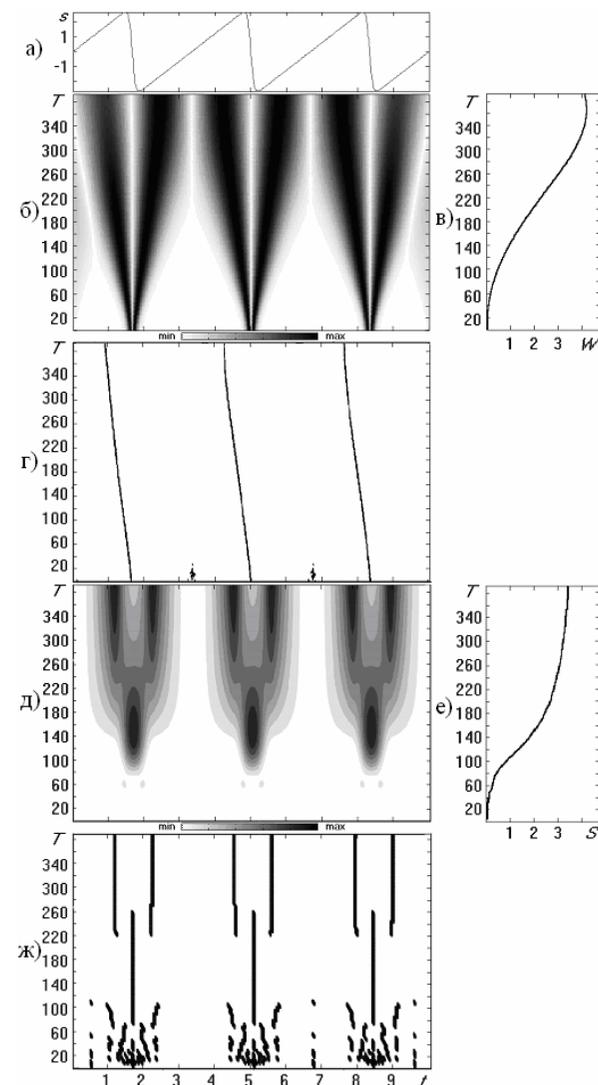


Рис. 20.17. Анализ пилообразной волны (безразмерное время  $t = 1$ ) в диспергирующей среде: а – пилообразная волна во временной области; б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

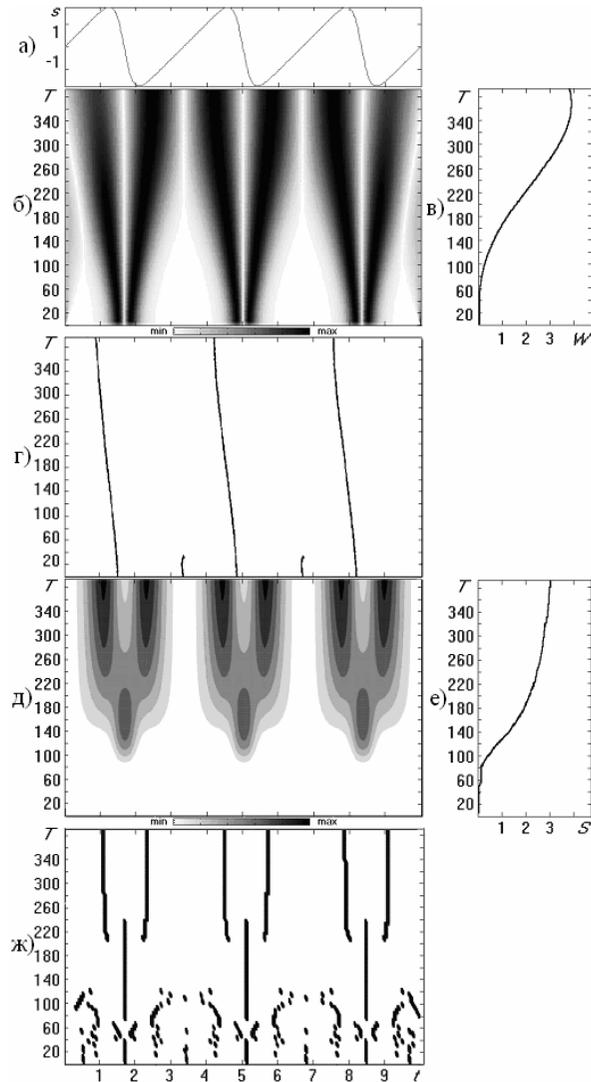


Рис. 20.18. Анализ пилообразной волны (безразмерное время  $t = 5$ ) в диспергирующей среде: а – пилообразная волна во временной области; б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

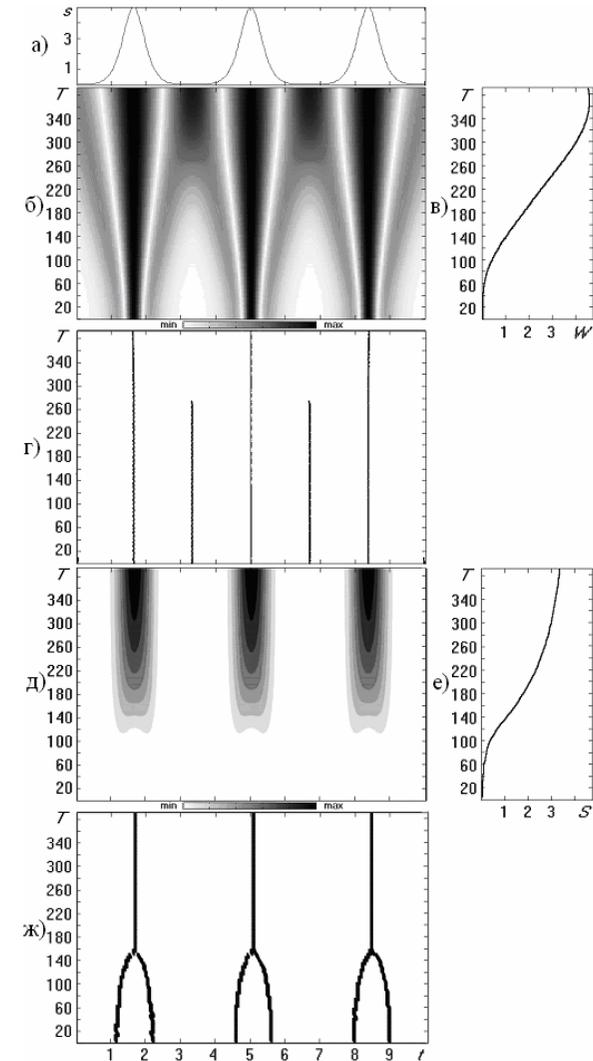


Рис. 20.19. Анализ кноидальной волны ( $\xi_0 = 2\sqrt{0,6}$ ) в диспергирующей среде: а – кноидальная волна во временной области; б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

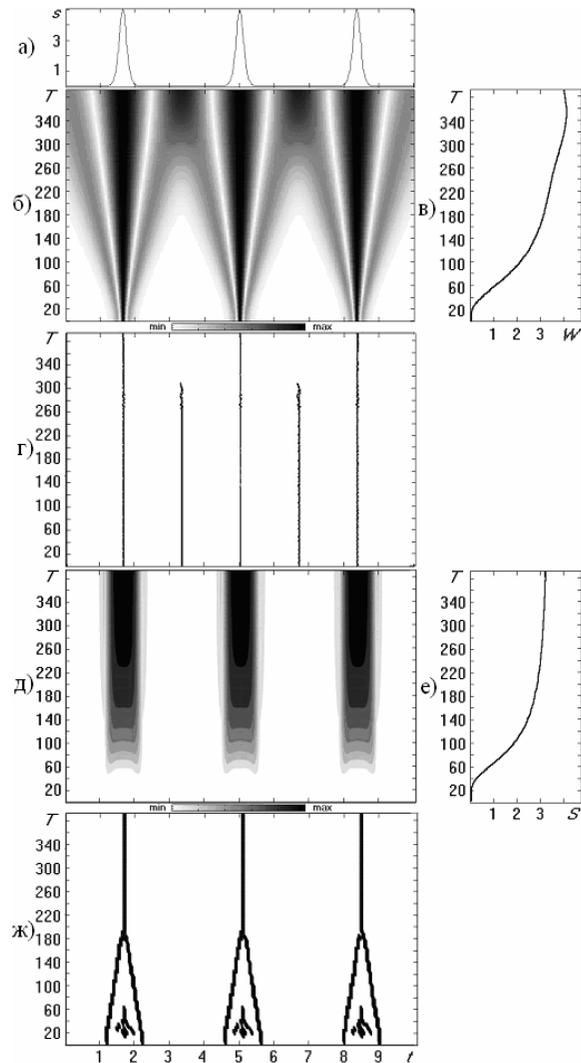


Рис. 20.20. Анализ кноидальной волны ( $\xi_0 = 2\sqrt{6}$ ) в диспергирующей среде: а – кноидальная волна во временной области, б – вейвлет-спектрограмма, полученная с использованием вейвлета  $\text{tech}$ , в – энергограмма, г – скелетон, д – спектрограмма оконного преобразования Фурье, е – одномерный Фурье-спектр, ж – скелетон спектрограммы

Поведение характеристик солитона огибающей (рис. 20.11) типично для волновых пакетов вообще. Видимых отличий нами не выявлено. Вейвлет-спектры и скелетоны симметричны для вейвлета  $\text{tech}$  и обладают определенной асимметрией для вейвлета  $\text{db4}$ .

Для “решения-кентавра” (рис. 20.16) на скелетоне наблюдаются характерные для солитона три расходящиеся линии и слева от них эквидистантные, несколько “замазанные” краевым эффектом линии, которые соответствуют осциллирующему хвосту.

Вейвлет-спектр и скелетон пилообразной волны (рис. 20.17, 20.18) фактически неотличим от вейвлет-спектра и скелетона для ударных волн. Дело в том, что вещественное вейвлет-преобразование и от константы, и от линейной функции равно нулю. Поэтому и не видно разницы между почти линейными отрезками пилообразной волны и постоянными отрезками ударной волны. Отличить первую от второй можно по спектрограмме оконного преобразования Фурье и ее скелетону.

Вейвлет-спектр кноидальной волны напоминает просто вейвлет-спектр серии скелетонов. То же самое можно сказать о ее спектрограмме оконного преобразования Фурье и скелетоне спектрограммы. Отличительной особенностью является наличие вертикальных линий на скелетоне, соответствующих минимумам кноидальной волны.

При проведении вейвлет-анализа любого сигнала встает задача выбора конкретного вейвлетного базиса.

Следует отметить, что характер получаемого при анализе вейвлет-спектра зависит не только от самого сигнала, но и от использованного вейвлета.

Несмотря на то, что на сегодня вейвлет-анализ уже достаточно широко применяется в разных областях науки и техники, он по-прежнему является достаточно субъективным.

Делались различные попытки ввести количественные критерии, описывающие эффективность разложения заданного сигнала по выбранному вейвлетному базису. К ним относятся (см., например, [6, 8]) мера регулярности вейвлета, число его нулевых моментов, число вейвлет-коэффициентов, превышающих некоторое пороговое значение, требуемые вычислительные затраты, а также так называемый функционал информационной ценности, минимизация которого должна помочь отобрать оптимальный вейвлетный базис.

Одним из видов такого функционала может выступать энтропия разлагаемого сигнала  $s(t)$  по отношению к выбранному вейвлетному базису. Однако, они по разным причинам [23] не дают всей полноты картины.

Учитывая то, что вейвлеты можно рассматривать как частотные фильтры, для их характеристики в работе [23] было предложено использовать приведенные ниже числовые характеристики, часть из которых применялась в [20, 21] для описания оконных функций преобразования Фурье. К ним относятся показатель широкополосности  $\mu$ ; относительное положение максимума ФСП  $\gamma_1$ , относительное положение первого нуля ФСП  $\gamma_2$ ; ширина ФСП по уровню 3 дБ  $\gamma_3$ ; ширина ФСП по уровню 6 дБ  $\gamma_4$ ; потери информации (в дБ)  $\gamma_5$ , наблюдающиеся при отбрасывании от ФСП компонент с частотами  $f \notin [0, \nu]$ , где  $\nu$  – первый нуль ФСП правее ее главного максимума  $f_m$ ; потери информации (в дБ)  $\gamma_6$ , наблюдающиеся при отбрасывании от ФСП компонент с частотами  $f \notin [f_{\min}, f_{\max}]$ , где  $f_{\min}$  и  $f_{\max}$  определяются по уровню убывания ФСП в  $e$  раз относительно ее главного максимума, когерентное усиление  $\gamma_7$ ; эквивалентная шумовая полоса  $\gamma_8$ ; максимальный уровень боковых лепестков (в дБ)  $\gamma_9$ .

Подробное описание этих числовых характеристик, а также их значения для используемых в данной работе вейвлетов приведены в [23].

Эти характеристики удобно применять и для описания самих исследуемых нелинейных функций.

Результаты расчетов  $\mu, \gamma_1, \dots, \gamma_9$  для всех изучаемых моделей нелинейных волн и колебаний приведены в табл. 20.1. В ней используются следующие обозначения моделей нелинейных волн и колебаний:  $s_1(t)$  – ударная волна, описываемая уравнением Бюргерса,  $s_2(t)$  – ударная волна, описываемая уравнением (20.3),  $s_3(t)$  – ударная волна, описываемая уравнением БКдВ,  $s_4(t)$  – классический солитон,  $s_5(t)$  – солитоноподобное решение уравнения мКдВ,  $s_6(t)$  – солитон огибающей,  $s_7(t)$  – кинк,  $s_8(t)$  – антикинк,  $s_9(t)$  – пилообразная волна,  $s_{10}(t)$  – кноидальная волна.

Таблица 20.1

Параметры моделей нелинейных волн и колебаний

Параметры	Модели нелинейных волн и колебаний									
	$s_1(t)$	$s_2(t)$	$s_3(t)$	$s_4(t)$	$s_5(t)$	$s_6(t)$	$s_7(t)$	$s_8(t)$	$s_9(t)$	$s_{10}(t)$
$\mu$	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	0,56	2,00	2,00	0,92	2,00
$\gamma_1$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,98	0,00	0,00	0,69	0,00
$\gamma_2$	83	166	22,54	5,74	6,96	2,21	165	165	9,48	5,51
$\gamma_3$	1,08	1,14	1,04	1,11	1,06	0,30	1,14	1,16	0,15	1,01
$\gamma_4$	1,68	1,69	1,68	1,62	1,58	0,45	1,71	1,71	0,25	1,10
$-\gamma_5$ , дБ	6,58	8,17	5,08	25,54	24,75	33,7	8,19	8,20	16,15	21,3
$-\gamma_6$ , дБ	2,68	2,70	2,50	6,81	6,39	7,17	2,66	2,65	2,79	7,86
$\gamma_7$	0,50	0,51	0,40	0,04	0,06	0,06	0,50	0,50	0,54	0,25
$\gamma_8$	1,84	1,95	1,87	16,68	10,14	8,30	1,97	1,97	1,32	2,70
$-\gamma_9$ , дБ	8,01	6,75	7,15	121,7	121,5	97,3	6,75	6,74	3,03	0,97

Установлено, что одна часть параметров не отличается для всех исследуемых нелинейных волн и колебаний ( $\mu = 2, \gamma_1 = 0, \gamma_3 \approx 1,0 - 1,2, \gamma_4 \approx 1,6 - 1,7$ ), за исключением солитона огибающей ( $\mu \approx 0,6, \gamma_1 \approx 1, \gamma_3 \approx 0,3, \gamma_4 \approx 0,5$ ), пилообразной волны ( $\mu \approx 0,9, \gamma_1 \approx 0,7, \gamma_4 \approx 0,3$ ) и кноидальной волны ( $\gamma_4 \approx 1,1$ ).

Другая часть для ударных волн и солитонов (в скобках) отличается в несколько раз:  $\gamma_5 \approx 6 - 8$  ( $\gamma_5 \approx 25 - 26$ ),  $\gamma_6 \approx 2 - 3$  ( $\gamma_6 \approx 6 - 7$ ),  $\gamma_8 \approx 1,8 - 2,0$  ( $\gamma_8 \approx 10 - 17$ ). Третья часть отличается значительно:  $\gamma_2 \approx 80 - 170$  ( $\gamma_2 \approx 6 - 8$ ),  $\gamma_7 \approx 0,5$  ( $\gamma_7 \approx 0,04 - 0,06$ ),  $\gamma_9 \approx 6 - 8$  ( $\gamma_9 \approx 120$ ), для ударных волн и солитонов соответственно. Для солитона огибающей параметры второй и третьей групп близки к соответствующим параметрам солитонов.

Все параметры “решения-кентавра”, кроме  $\gamma_2$ , близки к параметрам ударных волн. А значение его параметра  $\gamma_2 \approx 23$  занимает промежуточное положение между ударными волнами и солитонами, что, по всей видимости, оправдывается названием этой нелинейной волны.

У пилообразной волны значения параметров  $\gamma_6 \approx 2,8$  и  $\gamma_7 \approx 0,5$  близки к значениям этих параметров для ударных волн, а значение параметра  $\gamma_2 \approx 9,5$  – для солитонов. В то же время параметры  $\gamma_5$ ,  $\gamma_8$  и  $\gamma_9$  для пилообразной, ударной волн и солитонов отличаются.

Для кноидальной волны значения трех параметров ( $\gamma_2$ ,  $\gamma_5$  и  $\gamma_6$ ) близки к соответствующим значениям параметров для солитонов ( $\gamma_2 \approx 5,5$ ,  $\gamma_5 \approx 21,3$ ,  $\gamma_6 \approx 7,9$ ). Остальные параметры отличаются. Это может быть объяснено тем, что кноидальная волна, как известно, является промежуточным звеном между гармонической волной и солитоном.

Для оценки удачности выбора базиса для анализа конкретного СШП сигнала кроме сравнения соответствующих вычисленных параметров также представляется полезным использование функционала качества, по аналогии с используемым в [22]. В нашем случае он будет иметь такой вид:

$$J(f_1, f_2) = \sum_{i=1}^{10} \left( \frac{\gamma_i(f_1) - \gamma_i(f_2)}{\gamma_i(f_2)} \right)^2, \quad \gamma_{10}(f) \equiv \mu(f),$$

где под  $f_1$  понимается выбранная вейвлетобразующая функция  $\psi(t)$ , а под  $f_2$  – анализируемый сигнал  $s(t)$ . Оптимальному выбору базиса будет соответствовать минимальное значение данного функционала.

Таблица 20.2

**Функционал качества  $J(f_1, f_2)$  моделей нелинейных волн и колебаний при разложении по базисам вейвлетов Хаара, Добеши, Симлета, койфлетов, вейвлетов Гаусса, Морле и МНАТ-вейвлета**

Вейв- леты	Модели нелинейных волн и колебаний									
	$s_1(t)$	$s_2(t)$	$s_3(t)$	$s_4(t)$	$s_5(t)$	$s_6(t)$	$s_7(t)$	$s_8(t)$	$s_9(t)$	$s_{10}(t)$
haar (db1)	4,38	4,36	5,31	581	250	262	4,43	4,44	59,67	27,78
db2	2,98	3,12	2,74	26,68	12,03	16,70	3,14	3,15	33,22	48,40
db3	4,91	4,94	5,31	12,82	6,47	9,36	5,01	5,05	31,56	71,40
db4	8,05	7,91	9,38	11,31	5,89	7,75	8,07	8,13	33,92	101,1
db5	8,65	8,37	10,47	9,89	5,29	6,52	8,49	8,55	35,13	134,4
db6	11,63	11,15	14,44	8,69	4,87	5,76	11,33	11,41	39,92	170,5
db7	14,93	14,23	18,81	8,72	4,94	5,49	14,47	14,56	45,22	209,9
db8	15,33	14,47	19,84	8,59	4,79	5,23	14,66	14,74	48,40	252,0
db9	17,63	16,57	23,15	8,59	4,80	5,07	16,78	16,87	53,66	297,2
db10	20,60	19,32	27,28	7,51	4,45	4,68	19,57	19,67	59,76	346,0
sym2	2,98	3,12	2,74	26,69	12,03	16,66	3,14	3,16	33,20	48,40
sym3	4,91	4,94	5,31	12,82	6,47	9,39	5,01	5,05	31,82	71,39
sym4	9,09	8,80	10,40	7,66	4,53	6,48	8,93	8,99	36,87	101,5
sym5	10,10	9,62	11,88	6,61	4,09	5,36	9,71	9,77	38,47	134,9
sym6	15,13	14,17	17,82	5,04	3,59	4,43	14,28	14,35	47,46	171,9
sym7	18,76	17,55	22,51	5,08	3,67	4,18	17,70	17,79	53,42	211,4
coif1	16,97	16,97	18,42	9,54	7,73	11,98	17,04	17,08	53,89	81,14
coif2	33,89	32,64	37,81	9,63	9,20	10,61	32,70	32,78	75,81	161,6
coif3	54,13	51,43	60,99	11,35	11,41	11,14	51,50	51,62	104,2	253,3
coif4	71,73	67,43	81,11	12,11	12,54	11,80	67,37	67,51	137,6	362,7
coif5	90,68	84,62	102,7	12,87	13,63	12,63	84,38	84,54	175,2	484,4
gaus1	11,69	11,44	12,96	27,48	12,83	24,39	11,70	11,78	62,27	4,18
gaus2	13,09	12,84	14,53	15,80	8,49	12,83	13,13	13,22	39,95	4,41
gaus3	12,07	11,82	13,26	19,45	9,94	11,31	12,07	12,15	29,04	4,53
gaus4	11,79	11,55	12,88	16,11	8,75	8,61	11,77	11,84	23,36	4,74
gaus5	11,78	11,54	12,84	17,94	9,53	8,52	11,75	11,82	20,11	4,86
gaus6	12,07	11,82	13,15	14,81	8,43	6,87	12,04	12,11	18,32	5,05
gaus7	12,35	12,09	13,46	18,17	9,77	7,85	12,32	12,39	17,12	5,10
gaus8	12,79	12,52	13,96	15,02	8,65	6,50	12,76	12,83	16,70	5,25
morl	14,93	14,20	15,68	8,26	6,23	3,60	14,29	14,35	20,71	6,79
mexh	11,97	11,67	13,11	12,67	7,20	11,43	11,90	11,97	39,07	4,51

Вид функции  $\psi(t)$  для разных вейвлетов показан на рис. 20.21.

Результаты расчетов значений функционала качества  $J(f_1, f_2)$  для разных моделей нелинейных и колебаний и волн в разных базисах вейвлетов приведены в табл. 20.2.

Установлено, что на основании предложенной методики для всех ударных волн, а также “решения-кентавра” оптимальными являются вейвлеты db2 (рис. 20.21, б) и sum2 (рис. 20.21, л), для солитонов – sum6 (рис. 20.21, п), для солитона огибающей – mor1 (рис. 20.21, в1), для пилообразной волны – gaus8 (рис. 20.21, а1), для кноидальной волны – gaus1 (рис. 20.21, ч).

#### 20.4. Обсуждение результатов

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности применения вейвлет-анализа для описания нелинейных колебаний и волн. Представляется целесообразным совместное использование непрерывного вейвлет-преобразования, основанного на вещественных вейвлетах, и оконного преобразования Фурье. Эти два вида преобразований хорошо дополняют друг друга, несмотря на то, что на заре создания вейвлет-анализа некоторые авторы (см., например, [11]) противопоставляли их. Вейвлет-анализ позволяет с большой точностью рассматривать достаточно быстро меняющиеся процессы, а оконное преобразование Фурье хорошо подходит для изучения достаточно медленно меняющихся процессов.

Предложенный формат представления данных является симметричным относительно этих двух преобразований в том смысле, что используются три пары характеристик, вычисляемых по аналогичным принципам. Это дает возможность не только наблюдать особенности исследуемого временного процесса в рамках одного из преобразований, но и сравнивать аналогичные характеристики между собой.

Результаты расчетов значений функционала качества  $J(f_1, f_2)$  для разных моделей нелинейных волновых процессов в

различных вейвлетных базисах показывают, что полученные в рамках предложенной методики оптимальные значения этого функционала могут быть объяснены наибольшим внешним сходством исследуемого сигнала и выбранного вейвлета. В этом можно убедиться, сравнив соответствующие части рис. 20.1 и рис. 20.21.

Использование оптимального в указанном смысле вейвлета дает возможность получения наиболее локализованного в координатах  $a, b$  вейвлет-спектра  $W(a, b)$ . Последнее имеет значение, например, при решении задачи обнаружения такого сигнала на фоне аддитивной слабокоррелированной помехи (см., например, [23, 24]).

#### 20.5. Основные результаты

1. Показана перспективность применения вейвлет-анализа для описания нелинейных волновых процессов.

2. Предложено использовать для исследования нелинейных волновых процессов одновременно непрерывное вейвлет-преобразование и оконное преобразование Фурье, характеристики которых дополняют друг друга.

3. Разработан новый формат представления данных при одновременном использовании непрерывного вейвлет-преобразования и оконного преобразования Фурье, который предлагается применять исследователям.

4. Рассчитан ряд числовых характеристик различных нелинейных волновых процессов, позволяющих сравнивать эти процессы между собой.

5. На основе используемых числовых характеристик введен функционал качества. Рассчитаны значения этого функционала для разных моделей нелинейных волновых процессов при использовании различных вейвлетных базисов. Функционал качества позволяет для каждой модели выбрать оптимальный в указанном смысле вейвлет.

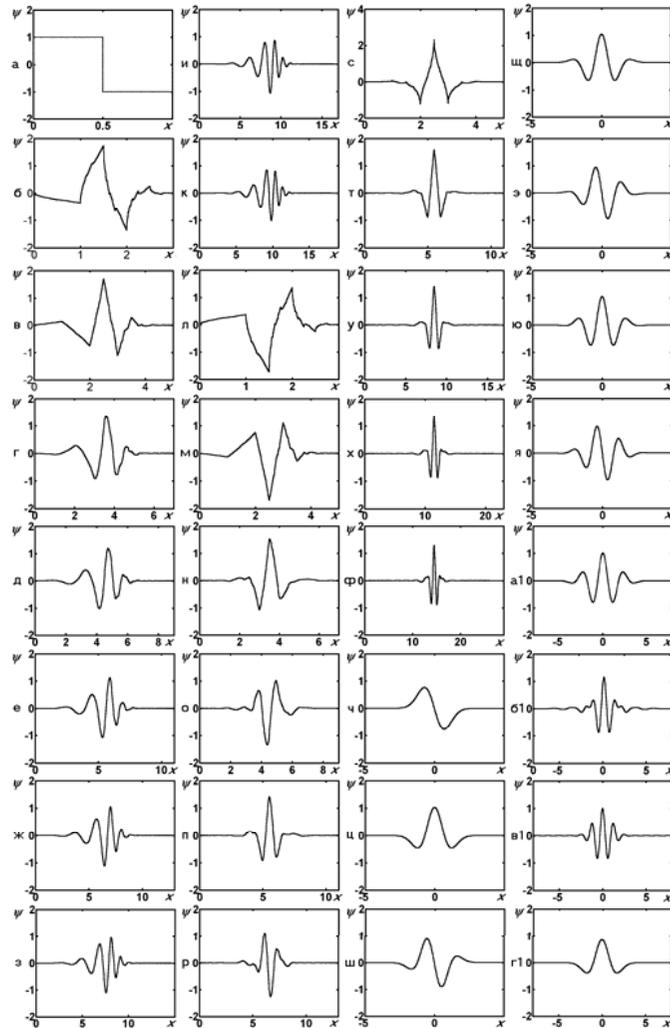


Рис. 20.21. Вейвлетобразующие функции  $\psi(t)$  для вейвлетов: а – db1 (haar), б – db2, в – db3, г – db4, д – db5, е – db6, ж – db7, з – db8, и – db9, к – db10, л – sym2, м – sym3, н – sym4, о – sym5, п – sym6, р – sym7, с – coif1, т – coif2, у – coif3, х – coif4, ф – coif5, ч – gaus1, ц – gaus2, ш – gaus3, щ – gaus4, э – gaus5, ю – gaus6, я – gaus7, а1 – gaus8, б1 – meyr, в1 – morl, г1 – mexh

### Литература

1. Daubechies I. Ten lectures on wavelets, CBMS-NSF conference series in applied mathematics. – Philadelphia: SIAM, 1992. – 410 p.
2. Meyer Y. Wavelets: Algorithms and Applications. – Philadelphia: SIAM, 1993. – 129 p.
3. Holschneider M. Wavelets: An Analysis Tool. – Oxford, Calderon Press, 1995. – 423 p.
4. The transforms and applications handbook / Editor-in-chief, Alexander Poularikas: USA, Boca Raton, CRC Press, 2000. – 1335 p.
5. Кравченко В. Ф., Рвачев В. А. “Wavelet”-системы и их применение в обработке сигналов // Зарубежная радиоэлектроника. – 1996. – № 4. – С. 3 – 20.
6. Астафьева Н. М. Вейвлет анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166, № 11. – С. 1115 – 1180.
7. Новиков И. Я., Стечкин С. Б. Основные конструкции всплесков // Фундаментальная и прикладная математика. – 1997. – Т. 3, вып. 4. – С. 999 – 1028.
8. Дремин И. М., Иванов О. В., Нечитайло В. А. Вейвлеты и их использование // Успехи физических наук. – 2001. – Т. 171, № 5. – С. 465 – 501.
9. Чуи К. Введение в вейвлеты / Пер. с англ. Я. М. Жилейкина. – М.: Мир, 2001. – 412 с.
10. Дьяконов В. П. Вейвлеты. От теории – к практике. – М.: СОЛОН-Р, 2002. – 448 с.
11. Малла С. Вэйвлеты в обработке сигналов / Пер. с англ. – М.: Мир, 2005. – 671 с.
12. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. – М.: Сов. радио, 1977. – 368 с.
13. Виноградова М. В., Руденко В. О., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1979. – 384 с.; 1990. – 432 с.

14. Солитоны / Под ред. Р. Буллефа, Ф. Кодри. – М.: Мир, 1983. – 408 с.
15. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, Физматлит, 1984. – 432 с.
16. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.
17. Рыскин Н. М., Трубецков Д. И. Нелинейные волны. – М.: Наука, Физматлит, 2000. – 272 с.
18. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2004. – 200 с.
19. Дьяконов В. П., Абраменкова И. В. MATLAB. Обработка сигналов и изображений: Специальный справочник. – СПб.: Питер, 2002. – 608 с.
20. Кравченко В. Ф., Рвачев В. А., Рвачев В. Л. Математические методы обработки сигналов на основе атомарных функций // Радиотехника и электроника. – 1995. – Т. 40, № 9. – С. 1385 – 1406.
21. Гуляев Ю. В., Кравченко В. Ф., Рвачев В. А. Синтез весовых окон на основе атомарных функций // Доклады академии наук. – 1995. – Т. 342, № 1. – С. 29 – 31.
22. Кравченко В. Ф. Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям. – М.: Радиотехника, 2003. – 512 с.
23. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения кратковременных знакопеременных и сверхширокополосных процессов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2004. – Т. 9, № 9/10. – С. 31 – 62.
24. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные сверхширокополосные сигналы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 1. – С. 62 – 84.

## Глава 21

### АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ПОМОЩИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВИГНЕРА

Нелинейные колебания и волны занимают особое место в современной физике и радиофизике [1 – 7]. Многие физические процессы, сопровождающиеся большим энерговыделением, такие как, например, землетрясения, извержения вулканов, промышленные взрывы, старты ракет, магнитные бури и т. п., имеют существенно нелинейный характер. Однако нелинейные процессы по сравнению с линейными в целом остаются малоизученными, а потому и недостаточно часто используемыми [8].

Представляется перспективным применение интегральных преобразований для анализа нелинейных волновых процессов. Результаты успешного использования линейных интегральных преобразований, в частности непрерывного вейвлет-преобразования и динамического (оконного) преобразования Фурье при описании ударных волн и солитонов, подробно изложены в работе [9]. Нелинейные интегральные преобразования, в первую очередь, преобразования класса Коэна [10], имеют ряд существенных особенностей по сравнению с линейными преобразованиями. Основными их преимуществами являются хорошее частотно-временное разрешение, инвариантность к сдвигам по времени, частоте и фазе, наличие маргинальных распределений. К тому же такие преобразования, позволяющие осуществлять нелинейную обработку сигнала, эффективны, например, при решении задачи обнаружения сигнала на фоне аддитивной помехи, имеющей негауссов закон распределения [9]. Платой за получаемые преимущества является возникновение интерференционных членов для многокомпонентных сигналов (см., например, [10, 11]).

Использование преобразования Вигнера как типичного представителя класса Коэна квадратичных время-частотных преобразований [10 – 15] для анализа нелинейных волновых процессов представляется целесообразным и актуальным.

Цель главы 21 состоит в изучении достоинств и недостатков применения преобразования Вигнера для анализа нелинейных волновых процессов.<sup>1</sup>

### 21.1. Основные понятия и соотношения

Преобразование Вигнера (ПВ), введенное в 1932 г. Е. Вигнером в задачах квантовой термодинамики [12] и в 1948 г. использованное Дж. Виллем при обработке сигналов [13], имеет вид:

$$P_V[f(t)] \equiv P_V f(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\tau + \frac{t}{2}\right) f^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt. \quad (21.1)$$

Оно представляет собой преобразование Фурье от произведения  $f(\tau + t/2)f^*(\tau - t/2)$ , где  $f(t)$  – анализируемый сигнал, а символ «\*» обозначает операцию комплексного сопряжения.

Далее будем использовать функцию спектральной плотности (ФСП) ПВ  $P_V f(\omega, \tau)$ , ее хребты (ridges), энергограмму ПВ  $E_V f(\omega)$  и среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ  $\sigma_V(\omega)$ , определяемые выражениями:

$$E_V f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_V(\omega, \tau) d\tau,$$

$$\sigma_V(\omega) = \left( \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} [P_V(\omega, \tau) - \langle P_V(\omega, \tau) \rangle]^2 d\tau \right)^{1/2},$$

где

<sup>1</sup> Глава 21 написана на основе работы: Вишневецкий О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Анализ нелинейных волновых процессов при помощи преобразования Вигнера // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 10. – С. 295 – 310.

$$\langle P_V(\omega, \tau) \rangle = \frac{1}{(\omega_{\max} - \omega_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} P_V(\omega, \tau) d\omega d\tau,$$

$\omega_{\max}$ ,  $\omega_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $\omega$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется ФСП ПВ  $P_V(\omega, \tau)$ .

Более подробно свойства преобразования Вигнера описаны, например, в работах [10, 14, 15].

При анализе нелинейных волновых процессов результаты ПВ сравниваются с аналогичными, полученными с помощью спектрограммы Фурье (СФ), которая, как известно, задается следующим выражением (см., например, [10, 11]):

$$P_S f(\tau, \omega) = |Sf(\tau, \omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(t) w(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2,$$

где  $Sf(\omega, \tau)$  – ФСП динамического (оконного) преобразования Фурье (ДПФ),  $w(t)$  – весовая (оконная) функция.

Далее используем СФ  $P_S f(\omega, \tau)$ , ее хребты (ridges), энергограмму СФ  $E_S f(\omega)$  и среднеквадратичное отклонение СФ  $\sigma_S(\omega)$ , задаваемые соотношениями:

$$E_S f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_S(\omega, \tau) d\tau,$$

$$\sigma_S(\omega) = \left( \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} [P_S(\omega, \tau) - \langle P_S(\omega, \tau) \rangle]^2 d\tau \right)^{1/2},$$

где

$$\langle P_S(\omega, \tau) \rangle = \frac{1}{(\omega_{\max} - \omega_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} P_S(\omega, \tau) d\omega d\tau,$$

$\omega_{\max}$ ,  $\omega_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $\omega$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется СФ  $P_S(\omega, \tau)$ .

Отметим, что хребты ПВ и СФ в данной работе получаются с помощью алгоритма, основанного на соответствующих модифицированных преобразованиях [16].

Результаты анализа представляются в специальном формате, успешно примененном авторами в работе [9].

Преобразование Вигнера позволяет получить информацию о том, в какие моменты времени и на каких частотах сосредоточена энергия, содержащаяся в исследуемом сигнале. При этом ФСП ПВ на частотно-временной плоскости имеет лучшую локализацию, чем ФСП СФ, разрешение которой зависит от выбора параметров оконной функции. Более того, СФ называется “дальним родственником” ПВ, поскольку может быть получена из сглаженного псевдопреобразования Вигнера при использовании гауссовых оконных функций (см., например, [16]). Последнее за счет усреднения, разумеется, имеет худшее частотно-временное разрешение, чем обычное ПВ. Сглаженное псевдопреобразование Вигнера задается соотношением (см., например, [16]):

$$P_{SPV} f(\omega, \tau; h, g) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \int_{-\infty}^{\infty} g(s - \tau) \dot{f}\left(s + \frac{t}{2}\right) \dot{f}^*\left(s - \frac{t}{2}\right) ds \exp(-i\omega t) dt,$$

где  $h(t)$  и  $g(t)$  – частотная и временная сглаживающие оконные функции соответственно.

В качестве модельных нелинейных волновых процессов, которые далее будут анализироваться, используем решения хорошо известных (эталонных) нелинейных волновых уравнений [2, 4 – 6, 8]. Это ударные волны, описываемые уравнением Бюргерса и модифицированным уравнением Бюргерса, пилообразные и кноидальные волны, солитоны, задаваемые уравнением Кортевега–де Вриза (КдВ) и модифицированным уравнением Кортевега–де Вриза (мКдВ), диссипативный солитон, “решение-кентавр”, порождаемое уравнением Бюргерса–Кортевега–де Вриза (БКдВ), солитон огибающей, полученный из нелинейного уравнения Шредингера, солитоноподобные решения уравнения синус-Гордона, называемые кинком и ан-

тикинком. Подробный вейвлет-анализ этих нелинейных волн проведен в [9].

Поскольку точное вычисление интеграла (21.1) аналитическими методами возможно только в самых простых случаях, большая часть результатов в данной работе получена с помощью численных методов. С этой целью авторами использовались пакеты прикладных программ TimeFreq ToolBox 0.1 [16] и WaveLab 8.50 [11], а также оригинальное программное обеспечение, разработанное для системы компьютерной математики (СКМ) MATLAB 7.0 (см., например, [17, 18]).

## 21.2. Результаты вигнер-анализа

Аналитические расчеты ФСП ПВ  $P_V f(\omega, \tau)$  удастся провести лишь для некоторых нелинейных волновых процессов. Рассмотрим это подробнее.

*Солитон мКдВ.* Для солитонного решения уравнения мКдВ, которое имеет вид [4 – 6, 8]:

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\text{ch}(\xi/\xi_0)},$$

где  $v_m$  – амплитуда,  $\xi_0$  – ширина солитона,  $\xi = x \pm ut$ ,  $\xi$  – переменная бегущей волны,  $u$  – фазовая скорость волны,  $x$  – координата,  $t$  – время, ФСП ПВ имеет вид:

$$P_V f(\tau, \omega) = \frac{2v_m^2 \xi_0 \sin(2\omega|\tau|)}{\text{sh}(2|\tau|/\xi_0) \text{sh}(\pi\omega\xi_0)}.$$

Видно, что ФСП ПВ описывает на частотно-временной плоскости хорошо локализованную структуру, главный максимум которой расположен в точке с координатами  $\tau = 0$  и  $\omega = 0$  и составляет  $P_V f(0, 0) = 2v_m^2 \xi_0 / \pi$ . По мере увеличения значений  $\tau$  и  $\omega$  ФСП ПВ убывает соответственно пропорционально  $\exp(-2|\tau|/\xi_0)$  и  $\exp(-\pi\omega\xi_0)$ . Анализ остальных моделей нелинейных волновых процессов проводился численными методами.

На рис. 21.1 в специально разработанном авторами формате представлены результаты Вигнер-анализа ударной волны (УВ), описываемой уравнением Бюргера (см., например, [8]). Рассмотрим подробнее особенности этого формата на примере УВ. На рис. 21.1, а представлена сама УВ во временной области. Рис. 21.1, б и рис. 21.1, в отражают ФСП ПВ и ее хребты соответственно. Те же самые характеристики для СФ показаны на рис. 21.1, г и рис. 21.1, д. На рис. 21.1, е и рис. 21.1, з показаны энергограммы ПВ и СФ соответственно. Рис. 21.1, ж и рис. 21.1, и демонстрируют среднеквадратичные отклонения ФСП ПВ и ФСП СФ. На рис. 21.1, а – д по горизонтальной оси отложено безразмерное время  $T$ , а на рис. 21.1, е – и – нормированные на максимум значения энергии  $E$  и среднеквадратичного отклонения ФСП  $\sigma$  соответственно. По вертикальной оси на рис. 21.1, б – и отсчитывается безразмерная частота  $F$ . Этот же формат используется для представления результатов анализа и других моделей нелинейных волновых процессов (рис. 21.2 – 21.9).

Вернемся к рассмотрению результатов Вигнер-анализа УВ, описываемой уравнением Бюргера. Видно, что энергия ударной волны в основном сосредоточена в области низких частот. При этом на интервале времени, соответствующем ее фронту, ФСП ПВ (рис. 21.1, б) и ФСП СФ (рис. 21.1, г) “заходят” в область более высоких частот. ФСП СФ, как и ожидалось, по сравнению с ФСП ПВ оказывается размытой вдоль обеих координат. Наличие же осциллирующих частотно-временных структур у ФСП ПВ в моменты времени  $t = 2,5$  и  $t = 7,5$  объясняется интерференцией между структурой, соответствующей фронту УВ, и структурами, порождаемыми краевыми эффектами, которые хорошо видны на спектрограмме при  $t = 0$  и  $t = 10$ . Осциллирующая форма образования, соответствующего самому фронту УВ, объясняется наложением на него результатов интерференции между теми же частотно-временными структурами, появление которых вызвано краевыми эффектами.

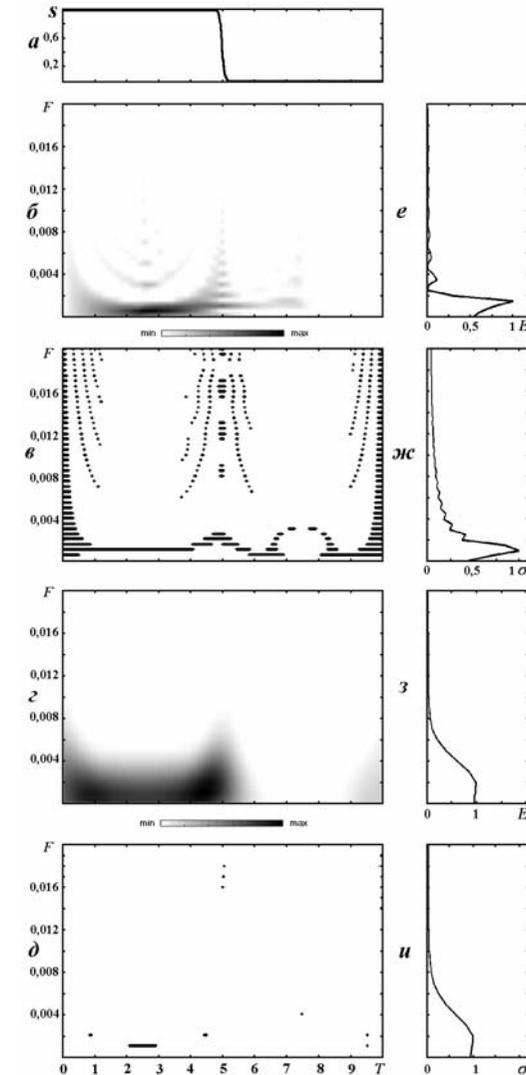


Рис. 21.1. Результаты анализа УВ, описываемой уравнением Бюргера: а – УВ во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

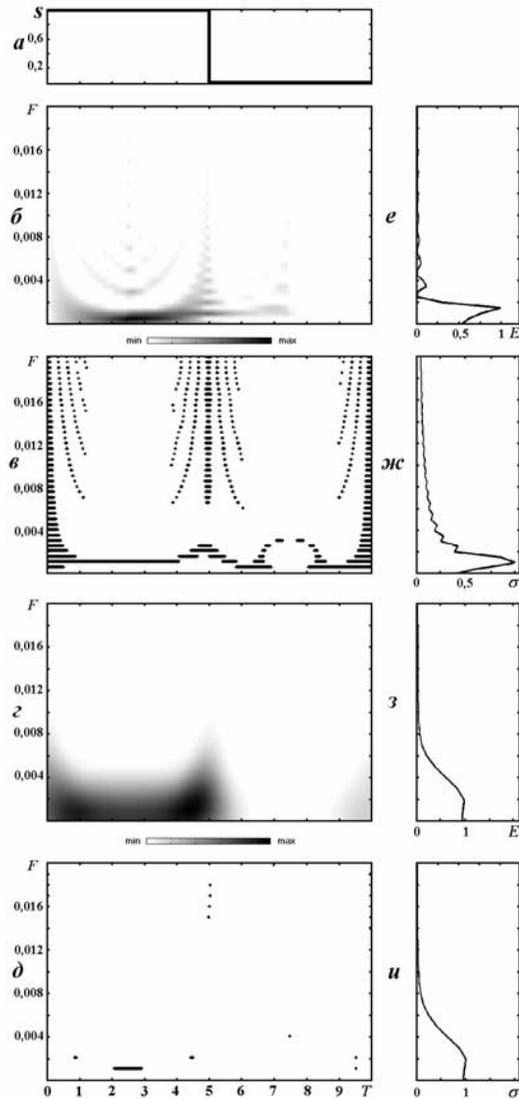


Рис. 21.2. Результаты анализа идеальной УВ: а – УВ во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

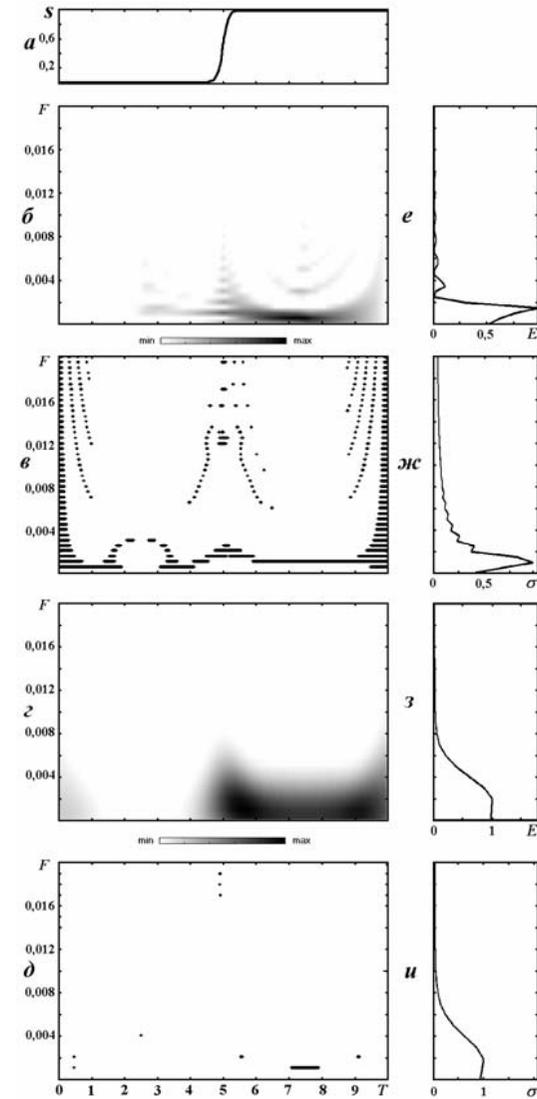


Рис. 21.3. Результаты анализа кинка: а – кинк во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

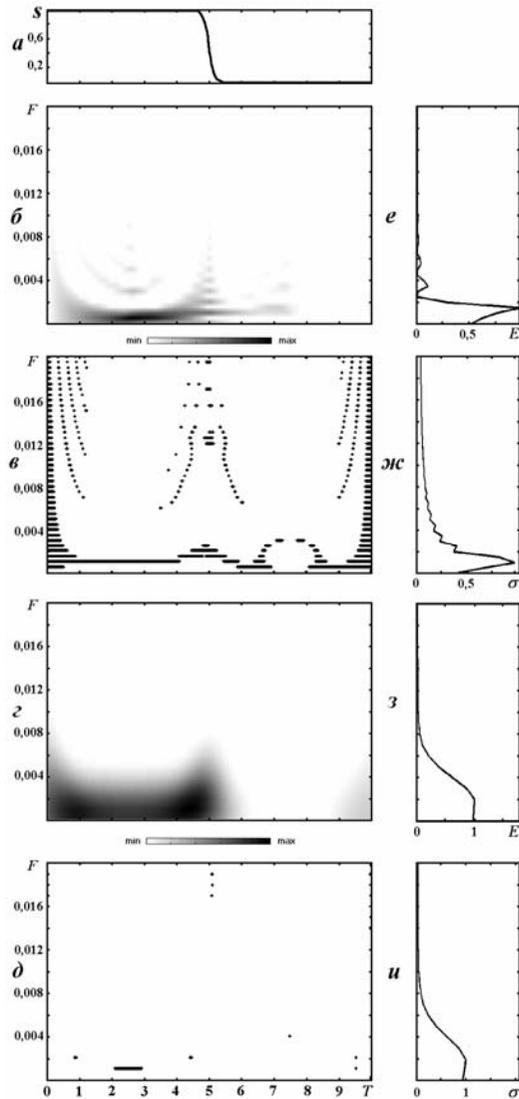


Рис. 21.4. Результаты анализа антикинка: а – антикинк во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

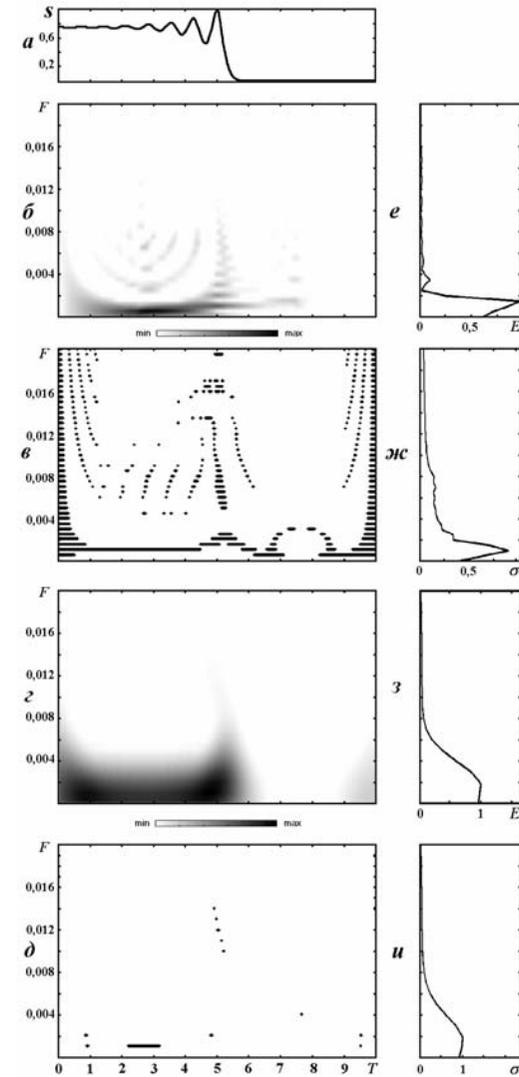


Рис. 21.5. Результаты анализа УВ в диспергирующей среде: а – УВ во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

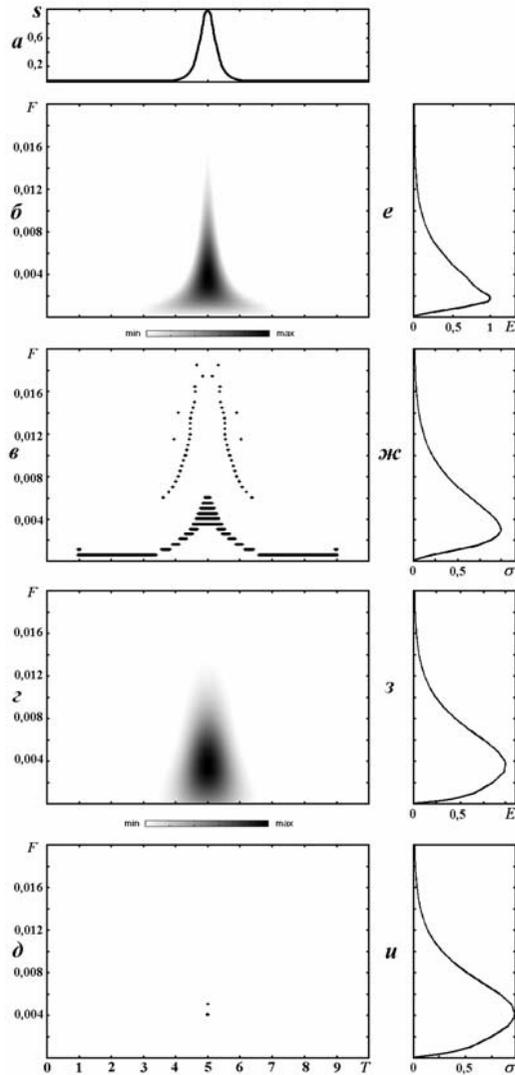


Рис. 21.6. Результаты анализа солитоноподобного решения уравнения мКдВ: а – солитоноподобное решение во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

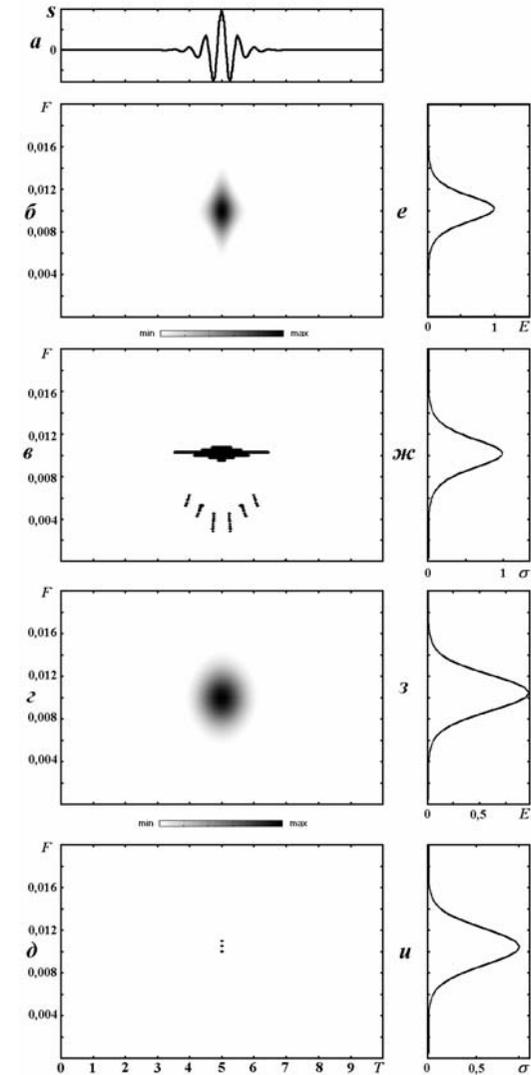


Рис. 21.7. Результаты анализа солитона огибающей: а – солитон огибающей во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

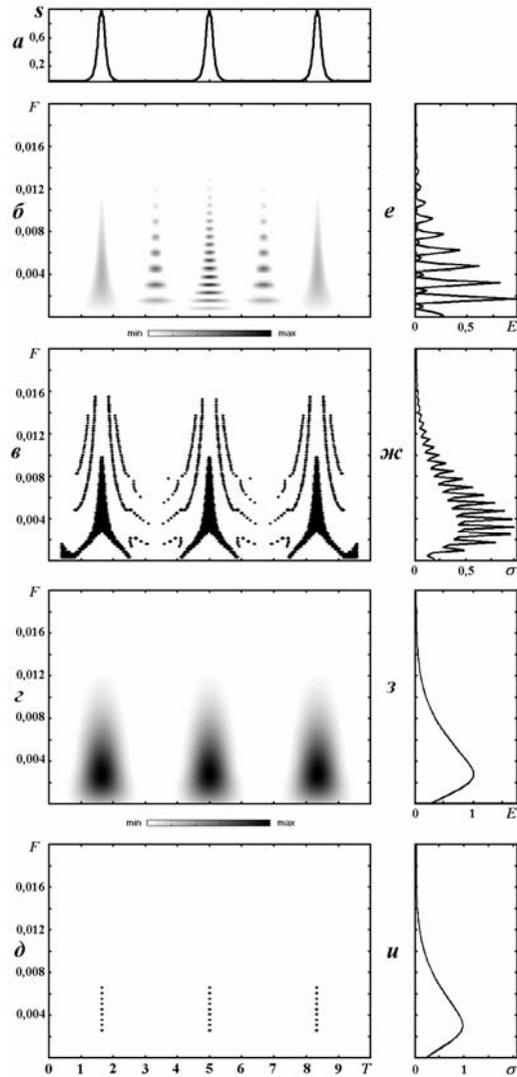


Рис. 21.8. Результаты анализа кноидальной волны: а – кноидальная волна во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

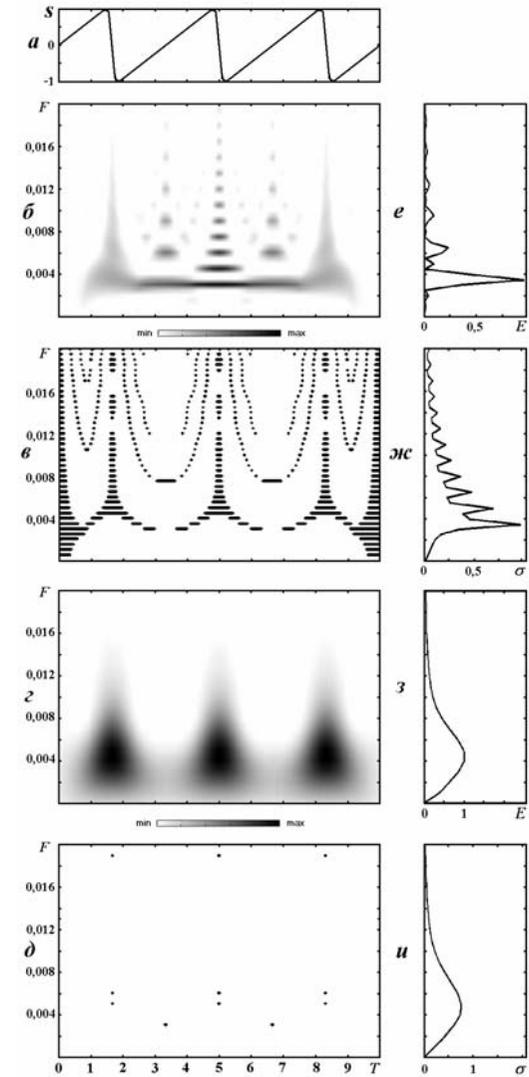


Рис. 21.9. Результаты анализа пилообразной волны: а – пилообразная волна во временной области; б – ФСП ПВ, в – хребты ФСП ПВ, г – ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ПВ, ж – среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение ФСП СФ

На картине хребтов ФСП ПВ (рис. 21.1, в) фронт УВ сопровождается появлением пучка линий, сходящегося при увеличении  $\omega$ . По мере увеличения ширины фронта УВ энергия соответствующего частотно-временного образования на ФСП ПВ уменьшается, а линии на картине хребтов исчезают. Предельным случаем идеальной УВ, имеющей нулевую ширину фронта, является функция Хэвисайда, результаты анализа которой приведены на рис. 21.2. Аналогичная картина получается также для кинка и антикинка (см. рис. 21.3, 21.4).

Во многом похожими оказываются и результаты анализа ударной волны (“решение-кентавр”) в диспергирующей среде (рис. 21.5). Однако следует отметить, что на хребтах ФСП ПВ (рис. 21.5, в) проявляются и следы затухающих осцилляций, следующих за передним фронтом такой УВ. Это четыре почти вертикальные равноотстоящие линии в диапазоне относительных частот  $F \sim 0,005 - 0,010$ . Важно, что СФ их наличие выявить не позволяет.

Теперь перейдем к анализу солитонов. В качестве примера рассмотрим солитоноподобное решение уравнения мКдВ (рис. 21.6, а). Здесь как ФСП ПВ (рис. 21.6, б), так и ФСП СФ (рис. 21.6, г) имеют сходную частотно-временную структуру. Отличие состоит в том, что ФСП СФ несколько уширена по сравнению с ФСП ПВ, которая не выходит за временные границы анализируемого сигнала. Хребты ФСП ПВ (рис. 21.6, в) имеют достаточно сложную структуру, которая позволяет судить о локализации во времени солитона. В то же время хребты ФСП СФ (рис. 21.6, д) состоят всего лишь из двух точек, положение которых примерно соответствует максимуму ФСП СФ.

На рис. 21.7 представлен результат анализа солитона огибающей. Отметим, что солитон огибающей является хорошей моделью нового класса сверхширокополосных (СШП) сигналов – нелинейных СШП сигналов [19]. Как видно, энергия таких волновых процессов сосредоточена в ограниченном временном интервале и диапазоне частот. Здесь также наблюдает-

ся лучшая локализация ФСП ПВ (рис. 21.7, б) по сравнению со ФСП СФ (рис. 21.7, г). Хребты ФСП ПВ (рис. 21.7, в) позволяют хорошо определить как частотную, так и временную протяженность сигнала. С помощью же хребтов ФСП СФ (рис. 21.7, д) о последней судить невозможно.

На рис. 21.8 показаны результаты анализа кноидальной волны. На ФСП СФ (рис. 21.8, г) отчетливо видны три локализованные частотно-временные образования, а на ФСП ПВ (рис. 21.8, б) наблюдаются пять таких образований. Реально несуществующие второе и четвертое слева образования являются результатами интерференции, возникающей между первым – третьим и третьим – пятым образованиями. Отсеять эти ложные образования позволяют как ФСП СФ (рис. 21.8, г) и ее хребты (рис. 21.8, д), так и хребты самой ФСП ПВ (рис. 21.8, в). Осциллирующая структура центрального (третьего) образования является результатом наложения на него интерференции, возникающей между первым и пятым образованиями.

“Ежеобразная” структура энергограммы ПВ (рис. 21.8, е) и среднеквадратичного отклонения ФСП ПВ (рис. 21.8, ж) объясняется не только наличием интерференции. Следует помнить, что  $P_{1/f}(\tau, \omega)$  может принимать и отрицательные значения, а следовательно, она не является функцией спектральной плотности в полном смысле этого определения [10, 11].

Во многом похожая картина наблюдается на рис. 21.9, где приведены результаты анализа пилообразной волны. ФСП СФ этой волны (рис. 21.9, г) похожа на несколько размытое представление ФСП СФ кноидальной волны (рис. 21.8, г), тогда как на ФСП ПВ (рис. 21.9, б), кроме того, наблюдается сплошная горизонтальная линия, позволяющая определить частоту следования максимумов волны.

Это позволяет сделать вывод о том, что исследуемый сигнал периодический, частоту которого легко определить. Платой за это является наличие интерференции, которая появляется между каждыми двумя компонентами пилообразной волны.

По мере укрупнения фронта пилообразной волны ФСП ПВ и ФСП СФ заходят в область все больших частот.

### 21.3. Обсуждение результатов

В результате проведенных исследований установлено, что применение преобразования Вигнера оказывается полезным и перспективным для анализа нелинейных волновых процессов и сигналов. По виду ФСП ПВ удобно судить о частотно-временном составе исследуемого процесса, достаточно точно определять его временную и частотную локализации. Последнее важно, поскольку в большинстве случаев нелинейные волновые процессы являются нестационарными и непериодическими. Полезную информацию также удастся получить по виду хребтов ФСП ПВ. Так, при анализе ударной волны в диспергирующей среде только хребты ФСП ПВ отражают ее тонкую осциллирующую структуру (рис. 21.5, в). Дополнительную информацию о распределении энергии по разным масштабам дают энергограмма ПВ и среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ.

Тем не менее, ПВ не следует противопоставлять традиционной СФ. Хотя последняя, с одной стороны, имеет заметно худшее частотно-временное разрешение, с другой стороны, у нее нет интерференционных членов, которые могут привести к обнаружению реально несуществующих сигналов. Поэтому ФСП СФ и построенные на ее основе хребты, энергограмма и среднеквадратичное отклонение оказываются весьма полезными при отсеивании интерференционных частотно-временных структур, неизбежно возникающих в ФСП ПВ для многокомпонентных сигналов, какими в данном случае являются кноидальная и пилообразная волны. При селектировании интерференционных членов также полезными оказываются хребты ФСП ПВ.

Представляет интерес сравнение полученных результатов с результатами применения НВП и ДПФ для описания этих же модельных нелинейных волновых процессов, изложенными в [9].

Следует отметить, что при описании УВ, кинка и антикинка НВП позволяет достаточно точно оценить ширину фронта волны, а ПВ – его положение на временной оси. Период осцилляций при анализе УВ в диспергирующей среде (“решение-кентавр”) удобно определять, используя НВП и ПВ одновременно.

Во время исследования солитонов и солитоноподобных волн НВП хорошо показывает себя при определении положения максимума, а ПВ – частотно-временной локализации волны, а также кажущейся частоты заполнения, если такая имеется (например, для солитона огибающей).

Аналогичным же образом проявляют себя НВП и ПВ при анализе пилообразной и кноидальной волн. К сожалению, здесь достаточно ярко проявляется основной недостаток ПВ – возникновение интерференции, что снижает, в определенной степени, ценность энергограммы ПВ и среднеквадратичного отклонения ФСП ПВ. Интересно также отметить, что НВП позволяет определить направление наклона “зубьев” пилообразной волны.

Таким образом, ПВ целесообразно применять для анализа нелинейных волновых процессов совместно с СФ. Результаты анализа удобно представлять в специальном формате, который рекомендуется исследователям.

Также представляет интерес сравнение результатов ПВ, являющегося нелинейным, с аналогичными результатами НВП, представляющего класс линейных преобразований, что позволяет получить подробную и разнообразную информацию о нелинейных волновых процессах.

## 21.4. Основные результаты

1. Показано, что ПВ перспективно применять для анализа нелинейных волновых процессов.
2. Продемонстрировано, что частотно-временное разрешение ФСП ПВ лучше, чем у ФСП СФ, однако наличие интерференции усложняет интерпретацию полученных результатов.
3. Установлено, что ПВ целесообразно применять для обнаружения сигналов совместно со СФ. Первое преобразование позволяет более точно определять частотно-временное содержание сигналов, а второе – эффективно отсеивать интерференционные члены.
4. Показано, что НВП успешно дополняет и уточняет сведения, полученные с помощью ПВ, наилучшим способом описывая локальные особенности исследуемого процесса.

## Литература

1. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. – М.: Сов. радио, 1977. – 368 с.
2. Виноградова М. В., Руденко В. О., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1990. – 432 с.
3. Солитоны / Под ред. Р. Буллефа, Ф. Кодри. – М.: Мир, 1983. – 408 с.
4. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, Физматлит, 1984. – 432 с.
5. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.
6. Рыскин Н. М., Трубецков Д. И. Нелинейные волны. – М.: Наука, Физматлит, 2000. – 272 с.
7. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // ДАН РАН. – 2006. – Т. 410, № 6. – С. 744 – 748. English Version: V. F. Kravchenko, O. V. Lazorenko, V. I. Pustovoi, and

- L. F. Chernogor. Study of the Structure of Solutions to Nonlinear Wave Equations Based on Continuous Wavelet Analysis // *Doklady Mathematics*. – 2006. – V. 74, No 2. – Pp. 767 – 770.
8. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2004. – 200 с.
9. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // *Успехи современной радиоэлектроники*. – 2005. – № 10. – С. 3 – 21.
10. Коэн Л. Время-частотные распределения: Обзор // *ТИИЭР*. – 1989. – Т. 77, № 16. – С. 72 – 120.
11. Малла С. Вейвлеты в обработке сигналов / Пер. с англ. – М.: Мир, 2005. – 671 с.
12. Wigner E. P. On the quantum correction for thermodynamic equilibrium // *Phys. Rev.* – 1932. – V. 40. – Pp. 749 – 759.
13. Ville J. Theorie et applications de la notion de signal analytique // *Cables. et Transm.* – 1948. – V. 2A. – Pp. 61 – 74.
14. Вишнинецкий О. В., Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Преобразование Вигнера и атомарные функции в цифровой обработке сигналов // *Электромагнитные волны и электронные системы*. – 2006. – Т. 11, №6. – С. 26 – 38.
15. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Преобразование Вигнера в обработке сигналов // *ДАН РАН*. – 2006. – Т. 410. – С. 38 – 41. English Version: Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoi V. I., and L. F. Chernogor. Wigner transformation in digital processing of signals // *Doklady Physics*. – 2006. – V. 51, No 9. – Pp. 461 – 464.
16. Auger F., Flandrin P., Goncalves P., Lemoine O. Time-Frequency Toolbox Reference Guide. – Rice University, 2005. – 180 p.
17. Дьяконов В. П. MATLAB 6: Учебный курс. – СПб.: Питер, 2001. – 592 с.
18. Дьяконов В. П., Абраменкова И. В. MATLAB. Обработка сигналов и изображений: Специальный справочник. – СПб.: Питер, 2002. – 608 с.

19. Chernogor L. F., Kravchenko V. F., Lazorenko O. V. Ultra wideband signals: theory, simulation and digital processing // In Proceeding. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 19 – 22 September, 2006, Sevastopol, Ukraine. – Sevastopol, 2006. – Pp. 32 – 37.

## Глава 22

### ЧОИ–ВИЛЬЯМС-АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Нелинейные волновые процессы играют важную роль во многих областях науки, техники и технологиях. Как правило, они характеризуются достаточно большим энергосодержанием (энерговыведением) [см., например, 1 – 4]. Исследование таких процессов линейными методами анализа, в частности, при помощи непрерывного вейвлет-анализа и традиционного оконного преобразования Фурье проведено в работе [5]. Определенный интерес представляет использование интегральных преобразований класса Коэна [6].

Результаты применения преобразования Вигнера (ПВ), как типичного представителя класса Коэна, для анализа нелинейных волновых процессов подробно изложены в работе [7]. ПВ, обладая хорошим время-частотным разрешением, к сожалению, имеет определенный недостаток – возникновение интерференции, которая проявляется при анализе многокомпонентных сигналов вследствие нелинейности самого преобразования. Наличие интерференции затрудняет интерпретацию полученных результатов. Уменьшить ее влияние можно при помощи существующих методов усреднения ПВ.

Один из них привел к появлению преобразования Чои–Вильямса (ПЧВ) [8], которое позволяет исследователю находить компромисс между допустимой в условиях рассматри-

ваемой задачи величиной интерференции и необходимым время-частотным разрешением.

Возможность совместного использования как линейных, так и нелинейных интегральных преобразований для комплексного анализа сигналов различной природы продемонстрирована в работе [9], где показано, что недостатки одних преобразований компенсируются достоинствами других.

Каждое новое интегральное преобразование, например ПЧВ, осуществляющее спектральный анализ, позволяет выявить новые детали изучаемых процессов, в частности, нелинейных волн. Этим объясняется актуальность выполненных исследований.

Целью главы 22 является изучение возможности и целесообразности применения ПЧВ для анализа нелинейных волновых процессов, а также выявление особенностей такого анализа.<sup>1</sup>

#### 22.1. Основные понятия и соотношения

Предложенное в 1989 г. Х. Чои и В. Вильямсом ПЧВ для сигнала  $s(t)$  имеет вид [8]:

$$P_{CW}f(\tau, \omega) = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\omega t)}{|t|} \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-(u-\tau)^2\sigma}{4t^2}\right) s\left(u + \frac{t}{2}\right) s^*\left(u - \frac{t}{2}\right) dudt, \quad (22.1)$$

где  $P_{CW}f(\tau, \omega)$  – функция спектральной плотности (ФСП) ПЧВ,  $\sigma$  – положительный коэффициент, позволяющий управлять уровнем интерференционных членов. Интерференция ослабляется с уменьшением  $\sigma$ . При  $\sigma \rightarrow \infty$  ПЧВ переходит в ПВ.

<sup>1</sup> Глава 22 написана на основе работы: Вишневецкий О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Чои-вильямс-анализ нелинейных волновых процессов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 3 (в печати).

Основные свойства ПЧВ продемонстрированы на примере анализа простейших модельных сигналов в работе [10].

Результаты чои–вильямс-анализа нелинейных волновых процессов будем сравнивать с результатами ПВ и спектрограммами Фурье (СФ), ФСП которых определяются соответственно соотношениями [6, 7, 11, 12]:

$$P_V f(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s\left(\tau + \frac{t}{2}\right) s^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt,$$

$$P_S f(\tau, \omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} s(t) w(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2,$$

где  $w(t - \tau)$  – оконная функция динамического (оконного) преобразования Фурье. В работе для вычисления ФСП СФ всех моделей сигналов использовалось окно Хемминга шириной  $N/4$ , где  $N$  – количество отсчетов дискретного вектора сигнала.

Кроме самих ФСП ПЧВ, ФСП ПВ и ФСП СФ, будем использовать также их энергограммы, которые задаются соответственно соотношениями (см., например, [9]):

$$E_{CW} f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{CW} f(\tau, \omega) d\tau,$$

$$E_V f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_V f(\tau, \omega) d\tau,$$

$$E_S f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_S f(\tau, \omega) d\tau.$$

Энергограммы отражают распределение энергии сигнала (процесса) по частотам  $\omega$ . Интеграл от каждой энергограммы по всем частотам  $\omega \in (-\infty; +\infty)$  равен энергии сигнала.

В качестве моделей нелинейных сигналов (волновых процессов) будем использовать следующие модели:

1. *Модель ударной волны (УВ)*. УВ представляет собой распространяющийся скачок какого-либо параметра волны или

среды (плотности, давления и т. п.). Такая волна, в частности, описывается решением уравнения Бюргерса

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad (22.2)$$

которое имеет вид:

$$v(\xi) = \frac{v_1 + v_2 \exp(\xi/\xi_0)}{1 + \exp(\xi/\xi_0)},$$

где  $\xi = x - ut$  – бегущая переменная;  $u(v)$  – скорость волны, зависящая от значения поля в данный момент времени и в данной точке;  $\xi_0 = 2\gamma/(v_1 - v_2)$  – ширина фронта ударной волны;  $\gamma > 0$  – параметр диссипации;  $v(-\infty) = v_1$ ,  $v(+\infty) = v_2$ . Вид УВ при различных значениях ширины фронта УВ представлен на рис. 22.1, а, рис. 22.2, а.

2. *Модель солитона*. В случае недиссипативной диспергирующей среды солитон описывается уравнением Кротевага–де Вриза (КДВ)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0. \quad (22.3)$$

Непериодическое решение этого уравнения (классический солитон (рис. 22.3, а)) имеет вид:

$$v(\xi) = \frac{v_m}{\text{ch}^2(\xi/\xi_0)},$$

где  $v_m = 3u$ ;  $\xi_0 = 2\sqrt{\beta/u}$ ;  $\beta > 0$ .

3. *Модель УВ в диссипативной, диспергирующей среде*. В этом случае УВ описывается уравнением Бюргерса–Кротевага–де Вриза (БКДВ):

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}.$$

Получить решение этого уравнения в виде аналитического выражения, к сожалению, невозможно.

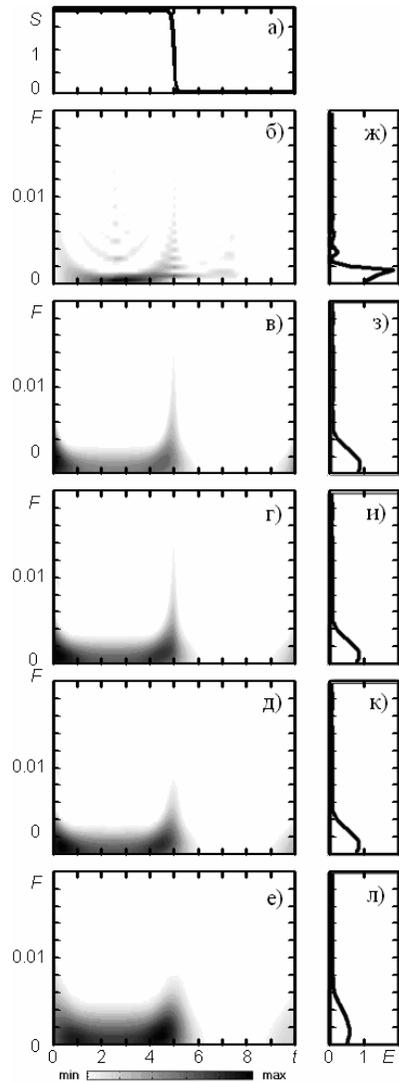


Рис. 22.1. Анализ модели ударной волны ( $\xi_0 = 0,004$ ): а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

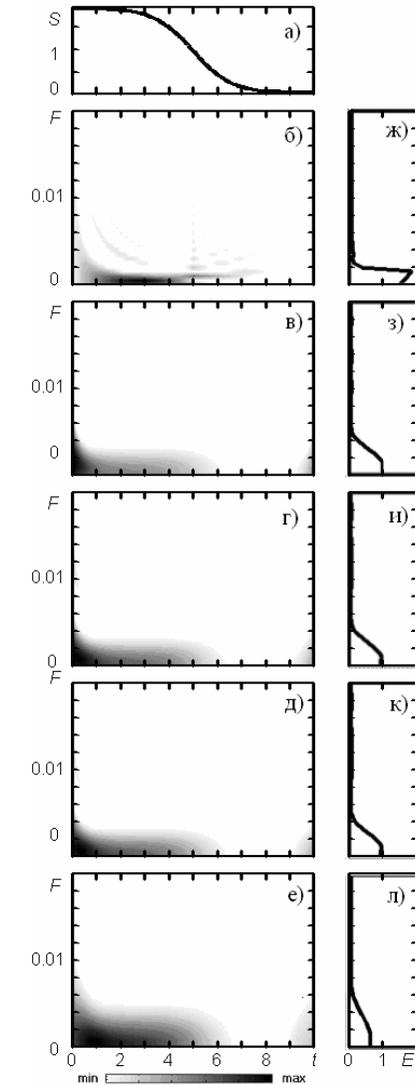


Рис. 22.2. Анализ модели ударной волны ( $\xi_0 = 0,08$ ): а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

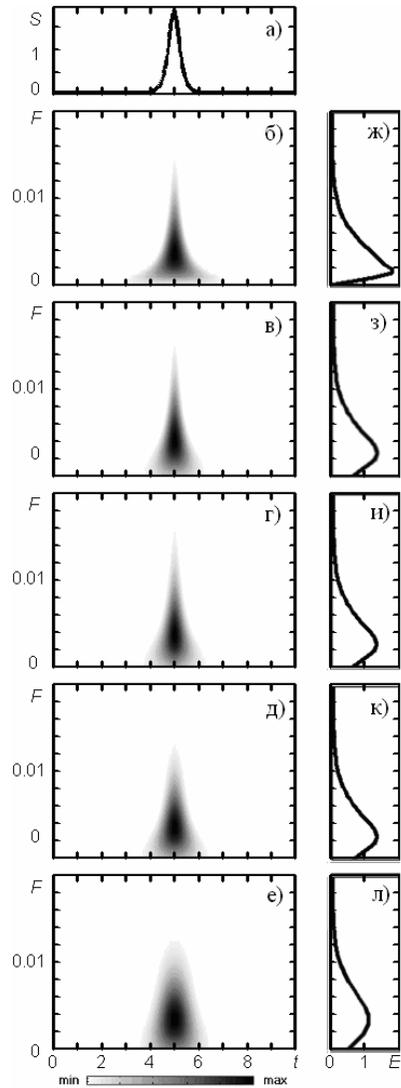


Рис. 22.3. Анализ солитона: а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

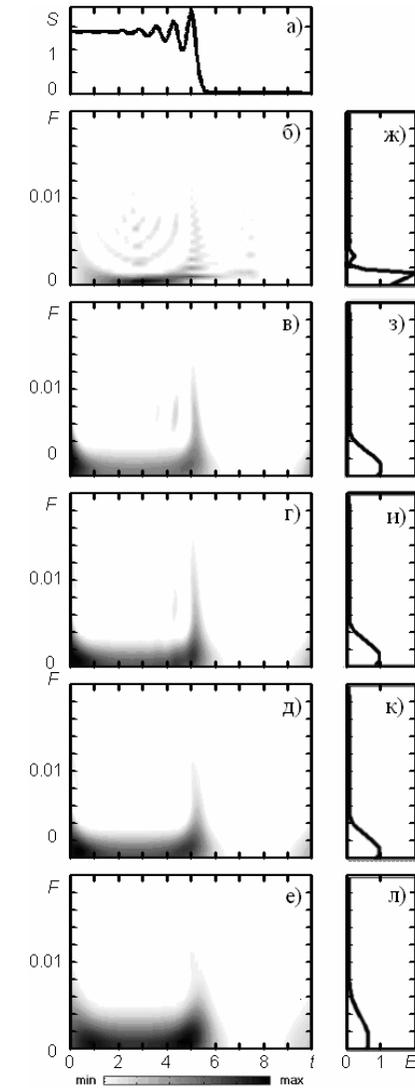


Рис. 22.4. Анализ “решения-кентавра”: а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

Вид решения уравнения БКДВ при условиях  $v(-\infty) = v_1$ ,  $v(+\infty) = v'(\pm\infty) = v''(\pm\infty) = 0$  показан на рис. 22.4, а. Такое решение в [4] названо “решение-кентавр”.

4. *Солитон огибающей*. В этом случае солитоном является не сам процесс, а его огибающая (рис. 22.5, а, рис. 22.6, а). Рис. 22.6, а представляет собой модель знаменитого девятого вала, встречающегося на море (вспомним картину И. К. Айвазовского “Девятый вал”). Наибольший горб – девятый по счету, а справа и слева от него расположено по восемь горбов с постепенно убывающей амплитудой [4]. Солитон огибающей описывается нелинейным уравнением Шредингера (НуШ):

$$i \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \beta v |v|^2 = 0,$$

где  $i$  – мнимая единица,  $\beta > 0$ .

Решением этого уравнения является комплексная функция, которая называется солитон огибающей:

$$v(t, x) = \frac{v_m}{\operatorname{ch}\left(\frac{b}{2}(x - u_1 t)\right)} \exp\left(i \frac{u_1}{2}(x - u_2 t)\right),$$

где  $v_m = b/\sqrt{2\beta}$ ;  $b = (u_1(u_1 - 2u_2))^{1/2}$ .

5. *Кноидальная волна*. Эта волна описывается периодическим, но не гармоническим решением уравнения КдВ (22.6). Уравнение при малых амплитудах имеет практически гармоническое решение, а при увеличении амплитуды его решения представляются в виде специальной эллиптической функции Якоби (кноиды), обозначаемой как  $\operatorname{cn}(x)$ :

$$v(\xi) = v_m \operatorname{cn}^2(\xi/\xi_0),$$

где  $v_m = -2C/u$  – амплитуда волны;  $C < -1,5u^2$  – константа;  $\xi_0 = 2\sqrt{3\beta/b}$ ;  $b = 2v_m - 3u$ ;  $b > v_m > 0$ . Вид кноидальной волны при различных значениях амплитуды показан на рис. 22.7, а – рис. 22.9, а. На рис. 22.7, а она представляет собой, по сути, по-

следовательность следующих друг за другом солитонов. На рис. 22.8, а кноидальная волна показана в виде волнового процесса без отрицательных полуволн. На рис. 22.9, а кноида близка к гармоническому волновому процессу.

6. *Пилообразная волна* (рис. 22.8, а). Эта волна описывается уравнением (22.2), в котором процесс нелинейного укручения профиля волны преобладает над процессом диссипации. Такое решение, найденное Р. В. Хохловым в 1961 г., имеет вид [1]:

$$v(t, x) = \frac{1}{1+t} \left( x - \pi \operatorname{th} \frac{\pi x}{2\gamma(1+t)} \right), \quad -\pi < x < \pi,$$

где  $t$  – безразмерное время,  $x$  – безразмерная координата.

Как отмечено в [10], вычисление интеграла (22.1) уже в случае даже самых простых сигналов  $s(t)$ , к сожалению, возможно лишь численными методами. Поэтому все расчеты в работе производились с помощью системы компьютерной математики Matlab 7.X [13], пакета прикладных программ Time-Frequency Toolbox [14], а также оригинального программного обеспечения, разработанного авторами.

## 22.2. Результаты чои–вильямс-анализа

Результаты анализа представлены в специальном, удобном формате, который уже успешно применяется авторами в работах [5, 10, 15].

На всех рисунках сверху вниз последовательно изображены: сигнал во временной области, ФСП ПВ, ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ) и ФСП СФ. В правом столбце напротив каждого преобразования помещены соответствующие энергограммы.

На рис. 22.1, 22.2 представлены результаты анализа модели УВ, отличающиеся шириной фронта. Здесь ФСП ПЧВ (рис. 22.1, в – д) оказывается несколько сглаженной по сравнению с ФСП ПВ (рис. 22.1, б). По мере уменьшения  $\sigma$  время-частотное

разрешение ПЧВ ухудшается, но даже при значении  $\sigma = 0,01$  остается лучше, чем разрешение ФСП СФ (рис. 22.1, е). При уширении фронта УВ (рис. 22.2, а) вертикальный пик ФСП как ПЧВ (рис. 22.2, в – д), так и ПВ (рис. 22.2, б) и СФ (рис. 22.2, е) сглаживается.

Сравнение с результатами, полученными при помощи вейвлет-анализа [5], показывает, что при использовании квадратичных преобразований, в частности ПЧВ, можно установить, убывает ли процесс со временем или возрастает. Например, значения ФСП ПЧВ (рис. 22.1. в) отличны от нуля в левой части картины, где и сам сигнал не равен нулю.

Вейвлет-анализ позволяет определить ширину фронта УВ [5], но не дает какой-либо информации о сигнале в промежутки времени, где уровень сигнала является константой или описывается линейной функцией времени.

Результаты анализа солитона показаны на рис. 22.3. ФСП ПЧВ (рис. 22.3, в – д) практически не отличается от ФСП ПВ (рис. 22.3, б) для данного типа сигналов, а ФСП СФ (рис. 22.3, е) оказывается шире.

Результаты анализа “решения-кентавра” представлены на рис. 22.4. Интерпретация ФСП ПВ (рис. 22.4, б) затруднена наличием интерференции. Вид ФСП СФ (рис. 22.4, е) практически не отличается от ФСП СФ для ударной волны (рис. 22.1, е). В то же время ПЧВ позволяет обнаружить осциллирующую структуру сигнала за фронтом ударной волны, об этом свидетельствуют две вертикальные линии (рис. 22.4, в).

На рис. 22.5 и рис. 22.6 показаны результаты анализа солитона огибающей. Для обоих сигналов результаты оказываются схожими с той разницей, что для сигнала, моделирующего “Девятый вал” (рис. 22.6), ФСП для всех используемых преобразований оказывается более вытянутой по горизонтали из-за того, что протяженность самого сигнала (рис. 22.6, а) больше, чем сигнала, представленного на рис. 22.5, а. Здесь даже при значении  $\sigma = 10$  (рис. 22.5, г, рис. 22.6, г) ФСП ПЧВ почти не

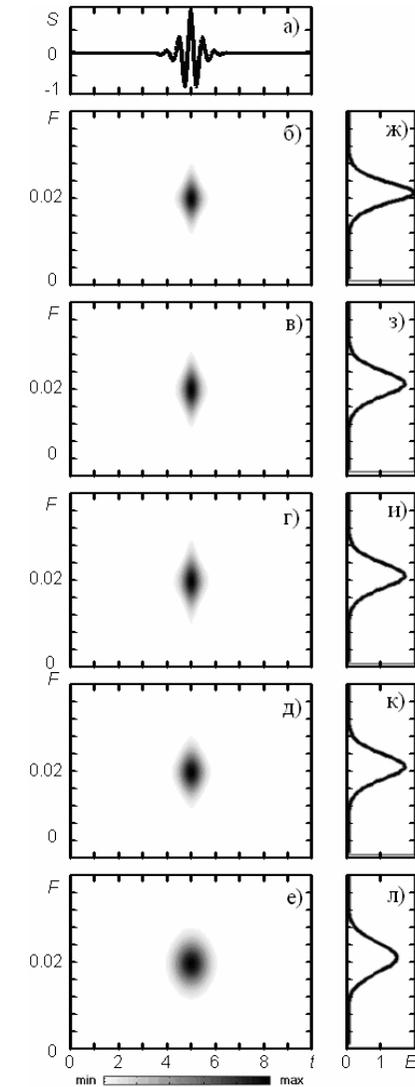


Рис. 22.5. Анализ солитона огибающей: а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

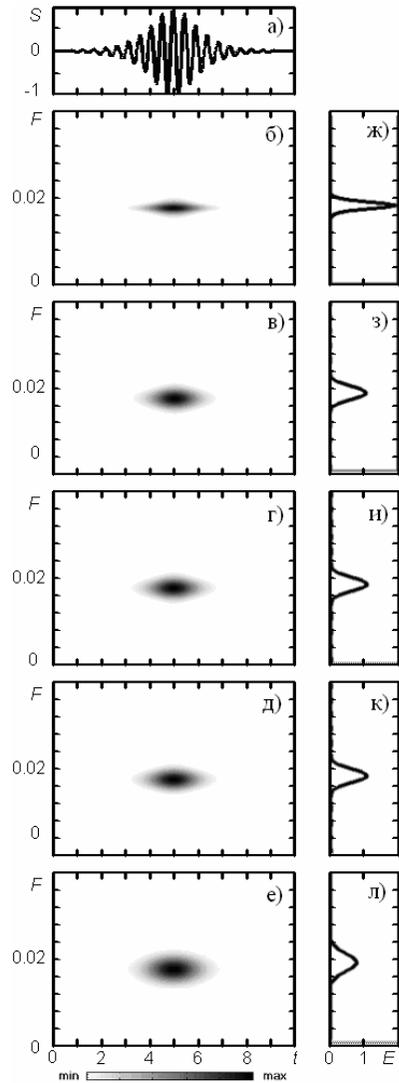


Рис. 22.6. Анализ солитона огибающей (модель “Девятого вала”): а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

отличается от ФСП ПВ (рис. 22.5, б, рис. 22.6, б). При уменьшении  $\sigma$  наблюдается сглаживание ФСП ПЧВ (рис. 22.5, д, рис. 22.6, д).

Результаты анализа кноидальной волны представлены на рис. 22.7 – 22.9. Интерференционные члены, присутствующие в ФСП ПВ (рис. 22.7, б, 22.8, б), в ФСП ПЧВ успешно подавляются даже при значении  $\sigma = 1000$  (рис. 22.7, в, 22.8, в). При этом время-частотное разрешение остается практически неизменным. ФСП СФ также позволяет подавить интерференцию (рис. 22.7, е, 22.8, е), но время-частотное разрешение у ФСП СФ оказывается значительно хуже, чем у ФСП ПЧВ.

На рис. 22.9, б ФСП ПВ имеет горизонтальную линию с небольшими локальными образованиями на время-частотной плоскости как выше, так и ниже этой линии, которая получается в результате практически гармонического процесса (рис. 22.9, а). ФСП ПЧВ, как и ФСП СФ, имеют волнистую структуру на время-частотной плоскости, при этом ФСП ПЧВ оказывается более локализованной, чем ФСП СФ.

Результаты анализа пилообразной волны представлены на рис. 22.10. ФСП ПВ искажена наличием интерференции (рис. 22.10, б). Интерференционные члены эффективно подавляются во временной области при помощи ПЧВ (рис. 22.10, в – д). Однако горизонтальная линия на ФСП ПВ, отвечающая за частоту следования пилообразных возмущений (рис. 22.10, б), не обнаруживается на ФСП ПЧВ даже при достаточно большом значении  $\sigma$  (рис. 22.10, в).

При уменьшении  $\sigma$  ФСП ПЧВ уширяется, но даже при значении  $\sigma = 0,01$  остается более локализованной, чем ФСП СФ (рис. 22.10, е). Вейвлет-спектр такого сигнала практически не отличается от вейвлет-спектра, полученного при анализе модели УВ [5].

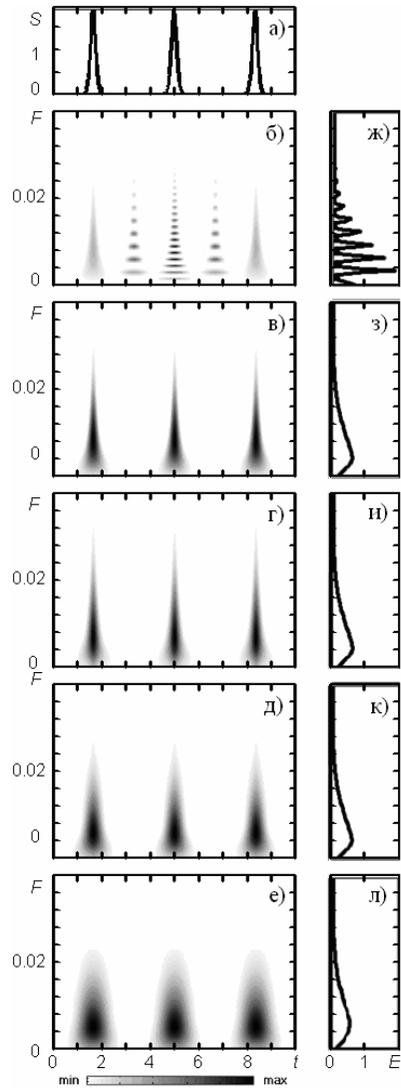


Рис. 22.7. Анализ кноидальной волны ( $\xi_0 = 2,7$ ): а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

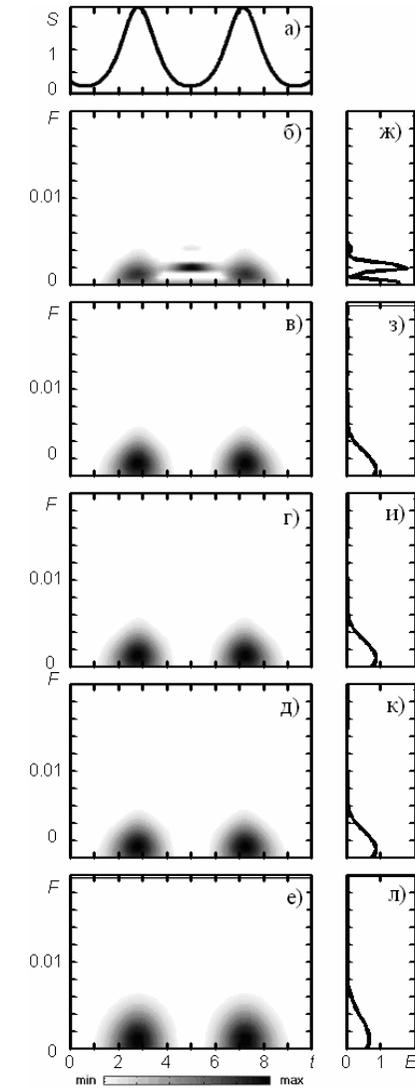


Рис. 22.8. Анализ пилообразной волны ( $\xi_0 = 1,8$ ): а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

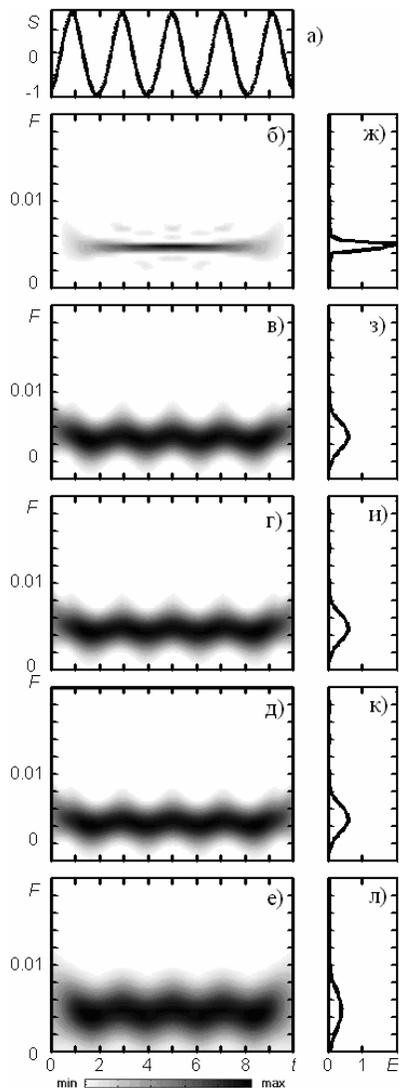


Рис. 22.9. Анализ кноидальной волны ( $\xi_0 = 1,3$ ): а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

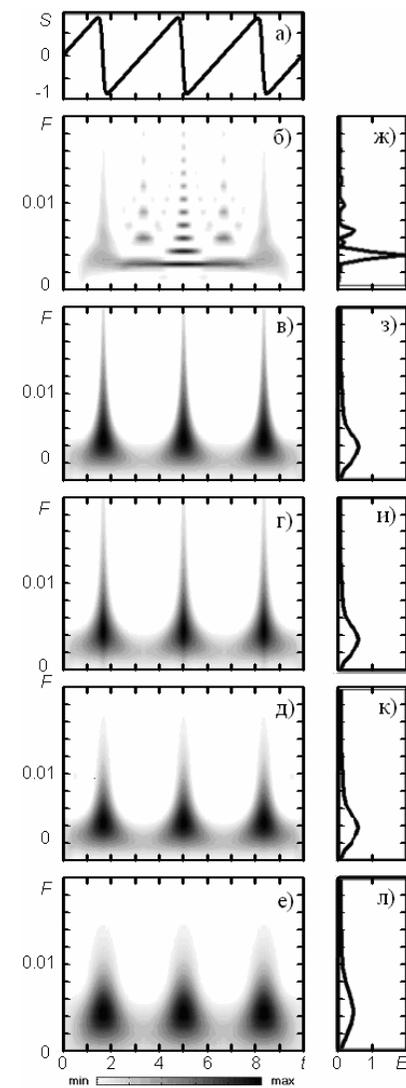


Рис. 22.10. Анализ пилообразной волны: а – сигнал во временной области; б – ФСП ПВ, в – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), г – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), д – ФСП ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), е – ФСП СФ, ж – энергограмма ПВ, з – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 1000$ ), и – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 10$ ), к – энергограмма ПЧВ ( $\sigma = 0,01$ ), л – энергограмма СФ

### 22.3. Обсуждение результатов

Проведенный чои-вильямс-анализ модельных нелинейных волновых процессов показывает, что применение ПЧВ оказывается полезным для исследования сигналов такого типа. Из множества преобразований класса Коэна только ПЧВ обладает уникальным свойством, благодаря которому можно управлять степенью интерференции, проявляющейся вследствие квадратичности самого преобразования. По сути, это один из наиболее оптимальных способов усреднения ПВ. Даже при больших значениях параметра  $\sigma$  ПЧВ часто позволяет избавиться от присутствующих в ФСП ПВ интерференционных членов (см. рис. 22.1, в, 22.2, в, 22.4, в и рис. 22.7, в) и при этом практически сохранить время-частотное разрешение таким, как у ФСП ПВ (рис. 22.1, б, 22.2, б, 22.4, б и рис. 22.7, б).

В некоторых случаях (рис. 22.4, в) ФСП ПЧВ оказывается более информативно, чем ФСП ПВ и ФСП СФ, а также непрерывное вейвлет-преобразование. Однако ограничиваться только ПЧВ при исследовании таких сигналов не рекомендуется. Так, для пилообразного сигнала ФСП ПЧВ (рис. 22.10, в) позволяет избавиться от интерференции, которая присутствует в ФСП ПВ (рис. 22.10, б), но при этом горизонтальная линия, отвечающая за частоту следования импульсов (рис. 22.10, б), “смазывается” (рис. 22.10, в), и эта часть информации оказывается потерянной. Это является результатом того, что при подавлении интерференции при помощи ПЧВ ухудшается время-частотное разрешение. При этом разрешение по частоте ухудшается сильнее, чем разрешение по времени. Поэтому ПЧВ и ПВ следует использовать одновременно. Не следует также отказываться и от Фурье-анализа, поскольку СФ практически лишена интерференции. При анализе сигналов СФ позволяет выделить области на время-частотной плоскости, где исследуемый сигнал несет энергию. При помощи ПВ можно определить их время-частотную протяженность. А при ис-

пользовании ПЧВ можно добиться подходящего компромисса между величиной интерференции и время-частотным разрешением.

По указанным причинам для выявления деталей анализируемых нелинейных волновых процессов целесообразно применить системный спектральный анализ [9].

### 22.4. Основные результаты

1. Выполнен чои-вильямс-анализ ряда нелинейных волновых процессов. Проведено сравнение результатов, полученных при помощи ПЧВ, ПВ и СФ. Продемонстрированы преимущества и недостатки ПЧВ по сравнению с ПВ и СФ, а также с непрерывным вейвлет-преобразованием.

2. К преимуществам ПЧВ следует отнести возможность управления степенью интерференции при сравнительно небольшом ухудшении время-частотного разрешения.

3. Недостатками ПЧВ являются неравномерное подавление интерференции по времени и по частоте, а также то, что при уменьшении влияния интерференции время-частотное разрешение несколько ухудшается.

4. Нелинейные волновые процессы рекомендуется исследовать при помощи ПЧВ, ПВ и СФ, потому что указанные преобразования хорошо дополняют друг друга.

### Литература

1. Виноградова М. В., Руденко В. О., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1990. – 432 с.
2. Рыскин Н. М., Трубецков Д. И. Нелинейные волны. – М.: Наука, Физматлит, 2000. – 272 с.
3. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.

4. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2004. – 200 с.

5. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 10. – С. 3 – 21.

6. Коэн Л. Время-частотные распределения: Обзор // ТИИЭР. – 1989. – Т. 77, № 16. – С. 72 – 120.

7. Вишневский О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Анализ нелинейных волновых процессов при помощи преобразования Вигнера // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 295 – 310.

8. Choi H.-J., Williams W. J. Improved Time-Frequency Representation of Multicomponent Signals Using Exponential Kernels // IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing. – 1989. – V. 37, No 6. – P. 862 – 871.

9. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Системный спектральный анализ: теоретические основы и практические применения // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 2. – С. 162 – 181.

10. Вишневский О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Чои–вильямс-анализ в цифровой обработке сигналов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 4. – С. 410 – 432.

11. Wigner E. P. On the quantum correction for thermodynamic equilibrium // Phys. Rev. – 1932. – V. 40. – P. 749 – 759.

12. Малла С. Вейвлеты в обработке сигналов / Пер. с англ. – М.: Мир, 2005. – 671 с.

13. Дьяконов В. П., Абраменкова И. В. MATLAB. Обработка сигналов и изображений: Специальный справочник. – СПб.: Питер, 2002. – 608 с.

14. Auger F., Flandrin P., Goncalves P., Lemoine O. Time-Frequency Toolbox Reference Guide. – Rice University, 2005. – 180 p.

15. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Преобразование Чои–Вильямса и атомарные

функции в цифровой обработке сигналов // ДАН РАН. – 2007. – Т. 413, № 6. – С. 750 – 753. English Version: Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoyt V. I., and Chernogor L. F. Choi–Williams Transform and Atomic Function in Digital Signal Processing // Doklady Physics. – 2007. – V. 52, No 4. – P. 207 – 210.

## Глава 23

### СИСТЕМНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

На рубеже XX – XXI вв. все более активное применение новых видов сигналов (фрактальных [1], ультракоротких сверхширокополосных (СШП) [2], фрактальных СШП [3], прямохаотических СШП [4] и т. п.) существенно потеснило позиции традиционных методов анализа сигналов, основанных на преобразовании Фурье, как в области теоретических исследований, так и в практических приложениях.

Широкое применение получили различные виды вейвлет-анализа (непрерывное вейвлет-преобразование, вейвлетные ряды, вейвлет-фреймы, аналитическое вейвлет-преобразование, дискретное вейвлет-преобразование, стационарное вейвлет-преобразование, вейвлет-пакеты и др.) (см., например, [5 – 13]). Появились новые модификации известных преобразований (например, адаптивное преобразование Фурье [14]).

Наряду с перечисленными выше линейными преобразованиями чаще стали применяться и нелинейные преобразования. Кроме традиционной спектрограммы Фурье (см., например, [5 – 13]), стали больше использоваться, в частности, преобразования класса Коэна [15] (преобразование Вигнера [16], преобразование Чои–Вильямса [17]).

Вместе с тем, каждое отдельно взятое преобразование имеет свои сильные и слабые стороны. Представляется целесообразным применение системного подхода к анализу сигналов, который позволил бы компенсировать недостатки одних преобразований достоинствами других. Этим обуславливается актуальность данных исследований.

Целью главы 23 является разработка комплексного метода анализа сигналов – системного спектрального анализа – и демонстрация его возможностей на реальных практических примерах.<sup>1</sup>

### 23.1. Теоретические основы

Системный спектральный анализ базируется на совместном применении ряда время-частотных интегральных преобразований для анализа сигналов произвольной природы.

Используемые время-частотные преобразования делятся на две группы. Первую группу, группу линейных преобразований, составляют непрерывное вейвлет-преобразование (НВП), аналитическое вейвлет-преобразование (АВП), динамическое преобразование Фурье (ДПФ), адаптивное преобразование Фурье (АПФ) и преобразование Габора (ПГ). Вторая группа, группа нелинейных преобразований, состоит из спектрограммы Фурье (СФ), преобразования Вигнера (ПВ), преобразования Чои–Вильямса (ПЧВ) и преобразования Борна–Жордана (ПБЖ). Кратко рассмотрим каждое из них.

*Непрерывное вейвлет-преобразование.* Пусть задан вещественный сигнал  $f(t)$ . Тогда непрерывное вейвлет-преобразование сигнала  $f(t)$  определяется соотношением (см., например, [1 – 6]):

<sup>1</sup> Глава 23 написана на основе работы: Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Системный спектральный анализ сигналов: теоретические основы и практические применения // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 2. – С. 162 – 181.

$$Wf(a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt,$$

где  $\psi(t)$  – вещественная вейвлетобразующая функция, часто называемая просто вейвлетом,  $a$  – параметр масштабирования,  $b$  – параметр сдвига,  $Wf(a, b)$  – вещественный вейвлет-спектр сигнала  $f(t)$ .

Параметр масштабирования  $a$  непосредственно связан с периодом  $T$  соотношением  $T = ka$ , где  $k$  – коэффициент пропорциональности ( $k > 0$ ), зависящий от выбранной функции  $\psi(t)$ . Значения этого коэффициента для различных вейвлетов приведены в таблице 23.1. Параметр сдвига  $b$  связан с переменной времени  $\tau$  простым соотношением:  $b = \tau$ . Тогда с учетом новых переменных имеем:

$$Wf(T, \tau) = |kT|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi\left(\frac{t-\tau}{kT}\right) dt.$$

Таблица 23.1

Значения коэффициента  $k$  для различных вейвлетов

Вейвлет	$k$	Вейвлет	$k$	Вейвлет	$k$
haar (db1)	1	coif3	1,4	rbio2.2	1,67
db2	1,5	bior1.1	1	meyr	1,45
db3	1,25	bior1.3	1,25	dmey	1,5
db4	1,4	bior1.5	1,28	gaus1	5
db5	1,5	bior2.2	1	gaus1	3,3
sym2	1,5	bior2.4	1,12	gaus1	2,5
sym3	1,25	bior3.1	0,02	gaus1	2
sym4	1,4	bior3.3	0,98	gaus1	2
coif1	1,25	rbio1.1	1	mexh	4
coif2	1,37	rbio1.3	1,25	morl	1,23

Достоинством НВП являются локализованность по времени и частоте базисных функций, автомодельность базиса, хорошее время-частотное разрешение, возможность исследования локальных особенностей сигнала, наличие большого набора разнообразных вейвлетобразующих функций. НВП особенно удобно для анализа сигналов, локализованных во временной области, в частности СШП сигналов. Для них базис вейвлетов является собственным базисом [19, 20, 21].

К недостаткам НВП можно отнести зависимость вейвлет-спектра анализируемого сигнала от вида выбранного вейвлета и субъективность выбора вейвлета в каждом конкретном случае. Одним из возможных путей преодоления последнего недостатка может служить предложенный нами функционал качества [20]. Еще один недостаток НВП заключается в отсутствии обратного преобразования для неортогональных вейвлетов. К сожалению, часть имеющихся вещественных вейвлетов оказываются именно такими.

В системном спектральном анализе будем использовать модуль вейвлет-коэффициентов  $|Wf(T, \tau)|$ , его скелетон (линии локальных максимумов), а также энергограмму НВП  $E_W f(T)$  и дисперсию модуля вейвлет-коэффициентов  $D_W(T)$ , которые соответственно задаются соотношениями:

$$E_W f(T) = \int_{-\infty}^{\infty} |Wf(T, \tau)|^2 d\tau,$$

$$D_W(T) = \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \left[ |Wf(T, \tau)| - \langle |Wf(T, \tau)| \rangle \right]^2 d\tau,$$

где

$$\langle |Wf(T, \tau)| \rangle = \frac{k}{(T_{\max} - T_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} |Wf(T, \tau)| dT d\tau,$$

$T_{\max}$ ,  $T_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $T$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется вейвлет-спектр  $Wf(T, \tau)$ .

Заметим, что энергограмма любого из рассматриваемых нами преобразований отражает распределение энергии исследуемого сигнала по различным масштабам периода  $T$  для линейных преобразований и частоты  $\omega$  для нелинейных. Дисперсия модуля функции спектральной плотности (ФСП) линейных преобразований и среднее квадратичное отклонение ФСП нелинейных преобразований характеризует степень изменения распределения энергии сигнала на разных масштабах  $T$  и  $\omega$  соответственно. Необходимость введения  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$ ,  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$  для линейных преобразований и  $\omega_{\max}$  и  $\omega_{\min}$  для нелинейных обусловлена тем, что при анализе сигнала  $f(t)$  численными методами ФСП того или иного преобразования вычисляется на конкретных конечных интервалах параметров  $\tau$ ,  $T$  и  $\omega$ . А потому упомянутые выше средние значения, дисперсии и среднее квадратичные отклонения также вычисляются на этих же интервалах. Естественно, что в рамках системного спектрального анализа все преобразования следует рассматривать на одних и тех же интервалах. В противном случае, сравнение результатов разных преобразований окажется затруднительным.

*Аналитическое вейвлет-преобразование.* Вместо вещественной вейвлетобразующей функции  $\psi(t)$  можно использовать комплексную  $\dot{\psi}(t)$ . Тогда соответствующее преобразование, называемое АВП вещественного сигнала  $f(t)$ , задается выражением (см., например, [1]):

$$\dot{W}f(a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt,$$

где  $\psi^*(t)$  – функция, комплексно сопряженная аналитическому вейвлету  $\dot{\psi}(t)$ ,  $a$  – параметр масштабирования,  $b$  – параметр сдвига,  $\dot{W}f(a, b)$  – комплексный вейвлет-спектр сигнала  $f(t)$ .

С использованием введенных выше переменных  $T$  и  $\tau$  получаем:

$$\dot{W}f(T, \tau) = |kT|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t - \tau}{kT} \right) dt.$$

Значения коэффициента пропорциональности  $k$  для наиболее часто употребляемых аналитических вейвлетов приведены выше в таблице.

Основное отличие АВП от НВП заключается в комплекснозначности используемого вейвлета  $\psi(t)$ , а следовательно, и получаемого вейвлет-спектра  $\dot{W}f(T, \tau)$ . АВП наследует от НВП как все его достоинства, так и недостатки. Кроме того, полезной особенностью АВП является возможность рассмотрения не только  $\text{Re} \dot{W}f(T, \tau)$ , как при НВП, но и  $\text{Im} \dot{W}f(T, \tau)$ ,  $|\dot{W}f(T, \tau)|$ ,  $\arg \dot{W}f(T, \tau)$ , что позволяет получить дополнительную информацию об исследуемом сигнале. Вместе с тем, следует отметить, что количество комплексных вейвлетов, необходимых при проведении АВП, значительно меньше количества вещественных вейвлетов, используемых в НВП.

В системном спектральном анализе будем применять фазовую характеристику  $\arg \dot{W}f(T, \tau)$ , которая, как оказалось, позволяет обнаруживать слабо выраженные особенности сигнала  $f(t)$ .

*Динамическое (оконное) преобразование Фурье.* ДПФ сигнала  $f(t)$  задается соотношением (см., например, [1 – 5]):

$$\dot{S}f(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) w(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt,$$

где  $w(t)$  – оконная функция,  $\dot{S}f(\omega, \tau)$  – ФСП ДПФ. Для удобства сравнения с НВП и АВП в ФСП ДПФ  $\dot{S}f(\omega, \tau)$  заменим частоту  $\omega$  на соответствующий период  $T = 2\pi/\omega$ . Тогда получаем:

$$\dot{S}f(T, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) w(t - \tau) \exp\left(-i2\pi \frac{t}{T}\right) dt.$$

ДПФ является традиционным классическим методом анализа сигналов. В 90-х гг. прошлого века НВП и АВП противопоставлялись ДПФ и рассматривались как его более удачная альтернатива. В наших исследованиях неоднократно демонстрировалось, что ДПФ целесообразно применять не вместо, а вместе с НВП и АВП [3, 19, 20]. Недостатки ДПФ, связанные с отсутствием автомодельности базиса и локализации базисных функций, проявляются в основном при анализе локальных особенностей сигнала. Основной недостаток состоит в том, что воздействие локальной особенности на вид ФСП ДПФ может быть ограничен по времени только шириной оконной функции независимо от масштаба  $T$ . При НВП и АВП область воздействия локальной особенности на ФСП, наоборот, определяется масштабом  $T$ . Кроме того, ДПФ проигрывает НВП и АВП при анализе СШП сигналов.

Тем не менее, ДПФ имеет и ряд достоинств. Так, при обработке узкополосных и широкополосных в классическом смысле сигналов предпочтительным оказывается именно применение ДПФ. Это объясняется тем, что базисные функции преобразования Фурье, как известно, являются собственными для монохроматических сигналов. К достоинствам ДПФ также следует отнести богатый выбор оконных функций и наличие обратного преобразования.

В системном спектральном анализе используем модуль ФСП ДПФ  $|\dot{S}f(T, \tau)|$ , его скелетон, а также энергограмму ДПФ  $E_S f(T)$  и дисперсию модуля ФСП ДПФ  $D_S(T)$ , задаваемые соотношениями:

$$E_S f(T) = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}f(T, \tau)|^2 d\tau,$$

$$D_S(T) = \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \left[ |\dot{S}f(T, \tau)| - \langle |\dot{S}f(T, \tau)| \rangle \right]^2 d\tau,$$

где

$$\langle |\dot{S}f(T, \tau)| \rangle = \frac{1}{(T_{\max} - T_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} |\dot{S}f(T, \tau)| dT d\tau,$$

$T_{\max}$ ,  $T_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $T$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется ФСП ДПФ  $\dot{S}f(T, \tau)$ .

*Преобразование Габора.* ПГ представляет собой разновидность ДПФ с гауссовым окном и задается соотношением (см., например, [1, 4]):

$$\dot{G}f(\omega, \tau) = \frac{1}{(\pi\sigma^2)^{1/4}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right) \exp(-i\omega t) dt,$$

где  $\sigma$  определяет ширину окна. С заменой  $\omega$  на  $T$  получаем:

$$\dot{G}f(T, \tau) = \frac{1}{(\pi\sigma^2)^{1/4}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-i2\pi \frac{t}{T}\right) dt.$$

Основным достоинством ПГ является то, что оно обладает наилучшей время-частотной локализацией из всех существующих преобразований с точки зрения соотношения неопределенностей (см., например, [1]). Его базисные функции, хотя и не являются финитными, обладают хорошей локализацией как во временной, так и в частотной областях. Имеется также обратное преобразование. Вместе с тем, к недостаткам ПГ относится отсутствие автомодельности базиса, когда анализируемый сигнал на разных масштабах  $T$  раскладывается фактически по разным базисным функциям, а не по одной и той же, как при НВП и АВП.

В системном спектральном анализе используем модуль ФСП ПГ  $|\dot{G}f(T, \tau)|$ , его скелетон, а также энергограмму ПГ  $E_G f(T)$  и дисперсию модуля ФСП ПГ  $D_G(T)$ , задаваемые соотношениями:

$$E_G f(T) = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{G}f(T, \tau)|^2 d\tau,$$

$$D_G(T) = \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \left[ |\dot{G}f(T, \tau)| - \langle |\dot{G}f(T, \tau)| \rangle \right]^2 d\tau,$$

где

$$\langle |\dot{G}f(T, \tau)| \rangle = \frac{1}{(T_{\max} - T_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} |\dot{G}f(T, \tau)| dT d\tau,$$

$T_{\max}$ ,  $T_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $T$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется ФСП ПГ  $\dot{G}f(T, \tau)$ .

*Адаптивное преобразование Фурье.* АПФ сигнала  $f(t)$  определяется соотношением [14]:

$$\dot{A}_v f(T, \tau) = \frac{1}{\sqrt{T}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) g\left(\frac{t-\tau}{T}\right) \exp\left(-i\pi v \left(\frac{t-\tau}{T}\right)\right) dt,$$

где  $v$  – коэффициент ( $v > 0$ ), показывающий, сколько полных периодов синусоиды укладывается на ширине финитной оконной функции  $g(t)$ .

АПФ занимает промежуточное положение между ДПФ и АВП. В ряде случаев [14] АПФ сводится к АВП, но не всегда. Более того, АПФ допускает использование несимметричных оконных функций  $g(t)$ , что делает это преобразование удобным при обработке реальных сигналов, которые часто также являются несимметричными (например, модели природных СШП сигналов из [19], описывающих мощный взрыв и разряд молнии). В качестве недостатка можно отметить отсутствие обратного преобразования при произвольном виде  $g(t)$  и произвольном значении  $v$ .

В системном спектральном анализе используем модуль ФСП АПФ  $|\dot{A}_v f(T, \tau)|$ , его скелетон, а также энергограмму АПФ  $E_A f(T)$  и дисперсию модуля ФСП ПГ  $D_A(T)$ , задаваемые соотношениями:

$$E_A f(T) = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{A}_v f(T, \tau)|^2 d\tau,$$

$$D_A(T) = \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \left[ \left| \dot{A}f(T, \tau) \right| - \left\langle \left| \dot{A}f(T, \tau) \right| \right\rangle \right]^2 d\tau,$$

где

$$\left\langle \left| \dot{A}f(T, \tau) \right| \right\rangle = \frac{1}{(T_{\max} - T_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \left| \dot{A}f(T, \tau) \right| dT d\tau.$$

$T_{\max}$ ,  $T_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $T$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется ФСП АПФ  $\dot{A}f(T, \tau)$ .

*Спектрограмма Фурье.* СФ определяется как квадрат модуля ФСП ДПФ (см., например, [1 – 5, 15]):

$$P_S f(\omega, \tau) = \left| \dot{S}f(\omega, \tau) \right|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(t) w(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2.$$

СФ, как и ДПФ, является классическим методом анализа сигналов. Основной недостаток СФ – наихудшее время-частотное разрешение среди используемых обычно нелинейных преобразований. Это является платой за наличие неоспоримого достоинства – отсутствия интерференционных членов, присущих в той или иной мере остальным нелинейным преобразованиям. Кроме того, как и у ДПФ, достоинством СФ является наличие большого набора всевозможных оконных функций.

В системном спектральном анализе используем СФ  $P_S f(\omega, \tau)$ , ее хребты (ridges), энергограмму СФ  $E_S f(\omega)$  и среднеквадратичное отклонение СФ  $\sigma_S(\omega)$ , задаваемые соотношениями:

$$E_S f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_S f(\omega, \tau) d\tau,$$

$$\sigma_S(\omega) = \left( \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \left[ P_S f(\omega, \tau) - \langle P_S f(\omega, \tau) \rangle \right]^2 d\tau \right)^{1/2},$$

где

410

$$\langle P_S f(\omega, \tau) \rangle = \frac{1}{(\omega_{\max} - \omega_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} P_S f(\omega, \tau) d\omega d\tau,$$

$\omega_{\max}$ ,  $\omega_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $\omega$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется СФ  $P_S f(\omega, \tau)$ .

Следует заметить, что в отличие от линейных преобразований для квадратичных преобразований целесообразно использовать именно среднеквадратичное отклонение ФСП, а не дисперсию, поскольку именно  $\sigma_S(\omega)$  имеет размерность энергии и ее можно сравнивать с соответствующей энергограммой.

Добавим также, что для спектрограммы Фурье и преобразования Вигнера мы предлагаем использовать хребты ФСП, а не просто скелетон, как для остальных преобразований. Причина в том, что обычный скелетон, который представляет совокупность линий локальных экстремумов ФСП данного преобразования, в большинстве случаев для реальных сигналов оказывается сильно “замазанным”, поскольку при его построении не учитывается относительная амплитуда разных его составляющих. В то же время для некоторых квадратичных преобразований, в частности, для СФ и ПВ, существуют специальные методы выделения наиболее важных элементов в скелетоне, называемых хребтами [18]. Именно эти хребты мы и будем применять в системном спектральном анализе.

*Преобразование Вигнера.* ПВ сигнала комплексного  $\dot{f}(t)$  задается соотношением (см., например, [1, 14, 16]):

$$P_V f(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{f}\left(\tau + \frac{t}{2}\right) f^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt$$

и представляет собой преобразование Фурье от произведения  $\dot{f}(\tau + t/2) f^*(\tau - t/2)$ . Здесь символ «\*» обозначает операцию комплексного сопряжения.

Отметим, что при проведении нелинейных преобразований класса Козна (ПВ, ПЧВ, ПБЖ и др.) в подынтегральном выра-

жении вместо вещественного сигнала  $f(t)$  используется соответствующий аналитический сигнал  $\dot{f}(t)$ , который, как известно, строится на основе сигнала  $f(t)$  с помощью преобразования Гильберта. Важно также то, что ФСП преобразований класса Коэна являются вещественными функциями.

В системном спектральном анализе используем ФСП ПВ  $P_V f(\omega, \tau)$ , ее хребты (ridges), а также энергограмму ПВ  $E_V f(\omega)$  и среднеквадратичное отклонение ФСП ПВ  $\sigma_V(\omega)$ , определяемые выражениями:

$$E_V f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_V f(\omega, \tau) d\tau,$$

$$\sigma_V(\omega) = \left( \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} [P_V f(\omega, \tau) - \langle P_V f(\omega, \tau) \rangle]^2 d\tau \right)^{1/2},$$

где

$$\langle P_V f(\omega, \tau) \rangle = \frac{1}{(\omega_{\max} - \omega_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} P_V f(\omega, \tau) d\omega d\tau,$$

$\omega_{\max}$ ,  $\omega_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $\omega$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется ФСП ПВ  $P_V f(\omega, \tau)$ .

Основным достоинством ПВ является его хорошее время-частотное разрешение. К достоинствам ПВ, а также остальных преобразований класса Коэна, можно отнести наличие обратных преобразований, позволяющих восстановить сигнал по известной ФСП.

В то же время, ПВ присущи и определенные недостатки.

Первый из них характерен для всех преобразований класса Коэна и связан с тем, что ФСП этих преобразований в некоторых областях может оказаться отрицательной, что физически корректно интерпретировано быть не может. Поэтому следует помнить, что такая ФСП не является в полном смысле функцией спектральной плотности [15].

Второй недостаток состоит в наличии в ФСП интерференционных членов для многокомпонентных сигналов. Однако существует несколько подходов, позволяющих уменьшить интенсивность этих интерференционных членов, используя определенные методы усреднения.

Одним из них является использование частотного сглаживающего окна  $h(t)$  во временной области. В результате получается так называемое псевдо-преобразование Вигнера (ППВ) [18]:

$$P_{PV} f(\omega, \tau; h) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \dot{f}\left(\tau + \frac{t}{2}\right) f^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt.$$

Платой за уменьшение уровня интерференционных членов является ухудшение частотного разрешения. Очевидно, что при  $h(t) = 1$  ППВ переходит в обычное ПВ.

Другой подход является развитием идеи первого, когда вместе с окном  $h(t)$  применяется временное сглаживающее окно  $g(t)$ . Соответствующее преобразование имеет вид:

$$P_{SPV} f(\omega, \tau; h, g) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \int_{-\infty}^{\infty} g(s - \tau) \dot{f}\left(s + \frac{t}{2}\right) f^*\left(s - \frac{t}{2}\right) ds \exp(-i\omega t) dt$$

и называется сглаженным псевдо-преобразованием Вигнера (СППВ). При  $g(t) = \delta(t)$  СППВ переходит в ППВ. Естественно, платой за лучшее подавление интерференции является дальнейшее ухудшение частотно-временного разрешения.

Интересно отметить, что если оба окна  $h(t)$  и  $g(t)$  являются гауссовскими, то СППВ превращается в СФ (см., например, [18]).

*Преобразование Чои–Вильямса.* ПЧВ сигнала  $f(t)$  задается следующим соотношением (см., например, [15, 17, 18]):

$$P_{CW} f(\omega, \tau) = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\omega t)}{|t|} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(u - \tau)^2 \sigma}{4t^2}\right) \dot{f}\left(u + \frac{t}{2}\right) f^*\left(u - \frac{t}{2}\right) dudt,$$

$\sigma$  – положительный масштабный коэффициент. Изменяя значение  $\sigma$ , можно управлять уровнем возникающих интерференционных членов. При  $\sigma \rightarrow \infty$  ПЧВ переходит в ПВ. ПЧВ является альтернативным по сравнению с ППВ и СППВ путем снижения уровня интерференционных членов.

Основное достоинство ПЧВ – возможность управления уровнем интерференционных членов, а следовательно, и возможность выбора оптимального значения параметра  $\sigma$ , при котором время-частотное разрешение остается еще приемлемым в рамках решаемой задачи, а интерференция оказывается достаточно хорошо подавленной.

В качестве недостатка ПЧВ можно отметить несимметричность характера подавления интерференции вдоль прямых  $\omega = \text{const}$  и  $\tau = \text{const}$ . В первом случае интерференция подавляется гораздо более эффективно.

В системном спектральном анализе используем ФСП ПЧВ  $P_{CW}f(\omega, \tau)$ , ее скелетон, а также энергограмму ПЧВ  $E_{CW}f(\omega)$  и среднеквадратичное отклонение ФСП ПЧВ  $\sigma_{CW}(\omega)$ , определяемые выражениями:

$$E_{CW}f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{CW}f(\omega, \tau) d\tau,$$

$$\sigma_{CW}(\omega) = \left( \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} [P_{CW}f(\omega, \tau) - \langle P_{CW}f(\omega, \tau) \rangle]^2 d\tau \right)^{1/2},$$

где

$$\langle P_{CW}f(\omega, \tau) \rangle = \frac{1}{(\omega_{\max} - \omega_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} P_{CW}f(\omega, \tau) d\omega d\tau,$$

$\omega_{\max}$ ,  $\omega_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $\omega$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется ФСП ПЧВ  $P_{CW}f(\omega, \tau)$ .

*Преобразование Борна–Жордана.* ПБЖ сигнала  $f(t)$  задается соотношением [15, 18]:

$$P_{BJ}f(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|t|} \int_{\tau-|t|/2}^{\tau+|t|/2} f\left(s + \frac{t}{2}\right) f^*\left(s - \frac{t}{2}\right) ds \exp(-i\omega t) dt.$$

ПБЖ является наименее известным из всех обычно используемых преобразований. Оно, как и ПЧВ, является еще одним способом усреднения ПВ с целью снижения уровня интерференционных членов. Подобно ПЧВ, ПБЖ также имеет несимметричность характера подавления интерференции вдоль прямых  $\omega = \text{const}$  и  $\tau = \text{const}$ . В отличие от ПЧВ, ПБЖ лучше подавляет ее во втором случае. К недостаткам ПБЖ можно отнести невозможность управления величиной данного эффекта, а значит, и изменением время-частотного разрешения.

В системном спектральном анализе используем ФСП ПБЖ  $P_{BJ}f(\omega, \tau)$ , ее скелетон, а также энергограмму ПБЖ  $E_{BJ}(\omega)$  и среднеквадратичное отклонение ФСП ПБЖ  $\sigma_{BJ}(\omega)$ , определяемые выражениями:

$$E_{BJ}f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{BJ}f(\omega, \tau) d\tau,$$

$$\sigma_{BJ}(\omega) = \left( \frac{1}{\tau_{\max} - \tau_{\min}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} [P_{BJ}f(\omega, \tau) - \langle P_{BJ}f(\omega, \tau) \rangle]^2 d\tau \right)^{1/2},$$

где

$$\langle P_{BJ}f(\omega, \tau) \rangle = \frac{1}{(\omega_{\max} - \omega_{\min})(\tau_{\max} - \tau_{\min})} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} P_{BJ}f(\omega, \tau) d\omega d\tau,$$

$\omega_{\max}$ ,  $\omega_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  – максимальные и минимальные значения параметров  $\omega$  и  $\tau$ , при использовании которых вычисляется ФСП ПБЖ  $P_{BJ}f(\omega, \tau)$ .

Таким образом, сочетание возможностей рассмотренных выше линейных и нелинейных преобразований, используемых для анализа сигналов различной природы, позволяет компенсировать недостатки одних преобразований достоинствами других. В этом и состоит основная идея системного спектрального анализа.

*Представление данных.* Для удобства анализа результатов применения используемых время-частотных интегральных преобразований предлагается специально разработанный формат представления данных. Он состоит из двух частей. Первая включает в себя результаты применения линейных преобразований, вторая – нелинейных. Рассмотрим их подробнее.

Первая часть содержит результаты НВП, АВП, ДПФ, АПФ и ПГ. Выбор именно такой совокупности преобразований обусловлен следующим.

НВП обладает хорошим частотно-временным разрешением, которое адаптировано к разным масштабам анализируемого сигнала. К тому же для НВП существует широкий выбор анализирующих вейвлетов, что дает возможность для каждого конкретного сигнала по заданному критерию подобрать наиболее подходящий вейвлет. Поэтому присутствие в формате модуля вейвлет-спектра сигнала и его скелетона представляется полностью оправданным.

АВП, для которого также имеется большой выбор анализирующих аналитических вейвлетов, превосходит НВП, в первую очередь, при анализе сигналов с особенностями. Поэтому выбор аргумента комплексного вейвлет-спектра АВП является дополнением представленных характеристик НВП.

Модуль комплексного вейвлет-спектра АВП не используется, поскольку он во многом дублирует аналогичную характеристику НВП.

Наличие модуля ФСП ПГ обусловлено тем, что она обладает наилучшей частотно-временной локализацией среди существующих время-частотных преобразований.

Появление ДПФ в системном спектральном анализе в присутствии сильно разрекламированных сегодня вейвлет-преобразований также вполне логично. Хотя ДПФ в некоторых случаях и уступает вейвлет-преобразованиям при анализе, например, СШП сигналов (см. [19, 20]), оно имеет преимущества в случае монохроматических и узкополосных сигналов и

процессов. К тому же для ДПФ имеется большой выбор спектральных окон.

Представляется полезным также использование в рамках системного спектрального анализа АПФ. В ряде случаев АПФ сводится к АВП. Однако оно имеет и самостоятельное значение [14], в частности, при использовании несимметричных оконных функций. Последние могут оказаться весьма полезными, например, при анализе СШП сигналов, возникающих при мощных землетрясениях, взрывах, в том числе и ядерных, и т. п. [14].

Выглядит также целесообразным появление в формате энергограмм и дисперсий модуля ФСП для НВП, ДПФ, АПФ и ПГ. Это дает возможность оценить вклад разных частотных компонент сигнала и сравнить результаты разных преобразований между собой.

На рисунках, изображающих ФСП, в безразмерных единицах по горизонтальной оси откладывается переменная времени  $t$ , а по вертикальной оси – переменная периодов  $T$ . В то же время на рисунках, содержащих энергограммы и дисперсии модуля ФСП, по горизонтальной оси откладываются соответственно энергии и дисперсии, нормированные на максимальное значение, а по вертикальной оси – та же переменная периодов  $T$ .

Вторая часть формата представления данных содержит нелинейные квадратичные преобразования класса Коэна. Набор используемых характеристик (модуль ФСП, скелетон или хребты ФСП, энергограмма и среднеквадратичное отклонение ФСП) одинаков для всех четырех преобразований. Выбор именно таких преобразований сделан по следующим причинам.

ПВ обладает очень хорошим частотно-временным разрешением, которое, в частности, превосходит возможности приведенных выше линейных преобразований. Подавление мешающей интерференции можно проводить при использовании

вместо самого ПВ, например, ППВ или даже СППВ с большим выбором сглаживающих оконных функций. Разумеется, вместе со снижением уровня интерференционных членов несколько ухудшится и частотно-временное разрешение. Поэтому выбор одного из этих преобразований определяется видом конкретного анализируемого сигнала. Более того, в ряде случаев даже интерференционные члены могут давать полезную информацию о сигнале. Например, по виду интерференционной картины можно судить о величине скачка фазы гармонического сигнала (см., например, [18]).

ПЧВ также может оказаться полезным для системного спектрального анализа, поскольку имеет в своем составе параметр, позволяющий исследователю непосредственно управлять уровнем интерференционных членов.

СФ представляет собой предельный случай усреднения ПВ по времени и частоте. Она позволяет эффективно селектировать на время-частотной плоскости структуры, связанные с упомянутыми выше интерференционными членами.

ПБЖ также представляется полезным, особенно при анализе нестационарных сигналов.

Формат представления данных нелинейных преобразований отличается от рассмотренного выше формата для линейных преобразований тем, что вместо переменной периодов  $T$  по вертикальным осям откладывается безразмерная частота  $F$ .

Следует также отметить, что нелинейные преобразования в целом оказываются весьма эффективными при анализе сигналов в присутствии негауссовских помех. Последнее важно для практиков, поскольку во многих реальных ситуациях традиционная для линейных методов обработки гауссовская модель шума оказывается неприменимой, а сама линейная обработка – малоэффективной.

## 23.2. Примеры практического применения

Даже для самых простых анализируемых сигналов подавляющее большинство преобразований, входящих в состав системного спектрального анализа, предполагает использование исключительно численных методов. Поэтому при проведении системного спектрального анализа целесообразно применение систем компьютерной математики (СКМ). В наших исследованиях использовались СКМ MATLAB, а также прикладные пакеты Wavelet Toolbox 3.XX, WaveLab 8.50, Time Frequency Toolbox 0.1 и т. п. (см., например, [8, 18, 22, 23]).

В качестве примера приведем результаты анализа двух неординарных нелинейных процессов.

*Анализ структуры волны-убийцы.* Первый процесс, процесс естественного происхождения, носит название “волны-убийцы”. Высота такой волны на воде, по-видимому, может достигать 50 м, тогда как обычные штормовые волны обычно не превышают примерно 14 м. Эта волна представляет смертельную опасность даже для больших морских и океанских судов. Природа «волны-убийцы», скорее всего, нелинейная [24]. Вероятно, эта волна является дальним “родственником” солитонов и ударных волн. Уникальная регистрация “волны-убийцы” высотой 26 м в Северном море, полученная в Норвегии в первый день Нового года (1 января 1995 г.), показана на рис. 23.1, а [24, 25]. Амплитуда штормовых волн была при этом 4 м. Результаты системного спектрального анализа данной регистрации приведены на рис. 23.1, 23.2. Единичный отрезок по горизонтальной оси времени на рис. 23.1, а – д, к – о, рис. 23.2, а – д, к – о и по вертикальной оси периодов на рис. 23.1, б – и, л – т соответствует 48 с. Единичный отрезок по вертикальной оси частот на рис. 23.2, б – и, л – т соответствует 3 Гц.

*Анализ структуры волнового цуга вариаций геомагнитного поля.* Второй пример, процесс искусственного происхождения,

представляет собой реакцию околоземной космической среды на старт космического аппарата (КА). Нами проведен системный спектральный анализ вариаций D- и H-компонент напряженности магнитного поля Земли, сопровождавших старт КА “Протон”, осуществленный с космодрома Байконур (Казахстан) 12 февраля 2000 г. Геомагнитный эффект регистрировался на расстоянии около 800 км на юг от места старта ракеты [26]. Результаты анализа D-компоненты приведены на рис. 23.3, 23.4, H-компоненты – на рис. 23.5, 23.6. Пунктирной линией показан момент старта КА.

Единичный отрезок по горизонтальной оси времени на рис. 23.3 – 23.6, а – д, к – о соответствует 300 с, а по вертикальной оси периодов на рис. 23.3, 23.5, б – и, л – т – 1080 с. Единичный отрезок по вертикальной оси частот на рис. 23.4, б, б – и, л – т соответствует  $5 \cdot 10^{-2}$  Гц.

### 23.3. Обсуждение результатов

Системный спектральный анализ дает исследователю разнообразную и всестороннюю информацию об изучаемом процессе или сигнале. Продемонстрируем это на примере анализа “волны-убийцы”. АВП (рис. 23.1, г), представленное фазовой характеристикой комплексного вейвлет-спектра, говорит о наличии в точке максимума “волны-убийцы” особенности сигнала типа “шпиль” (характерная отклоняющаяся влево кривая).

Энергограммы и дисперсии коэффициентов ФСП всех линейных преобразований (рис. 23.1, е, ж, п – т), кроме ПГ, показывают, что весь исследуемый процесс имеет показатель широкополосности  $\mu \sim 1$ . Тем не менее, этот процесс, по видимому, в целом не следует относить к сверхширокополосным (СШП), поскольку те же характеристики для ПГ (рис. 23.1, з, и), а также нелинейных преобразований (рис. 23.2, е – и, п – т) указывают на наличие в нем двух-трех различных

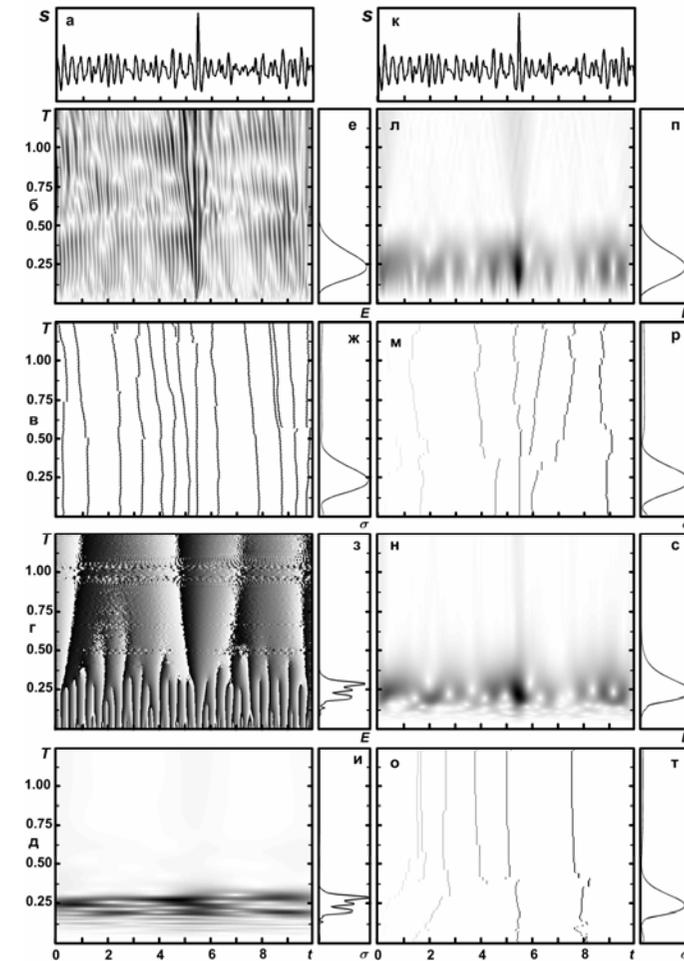


Рис. 23.1. Анализ волны-убийцы: а, к – сигнал во временной области, б – модуль ФСП НВП (вейвлет db4), в – скелетон ФСП НВП, г – фазовая характеристика ФСП АВП (вейвлет sgau1), д – модуль ФСП ПГ, е – энергограмма НВП, ж – дисперсия модуля ФСП НВП, з – энергограмма ПГ, и – дисперсия модуля ФСП ПГ, л – модуль ФСП АПФ (окно Хэмминга), м – скелетон ФСП АПФ, н – модуль ФСП ДПФ (окно Хэмминга), о – скелетон ФСП ДПФ, п – энергограмма АПФ, р – дисперсия модуля ФСП АПФ, с – энергограмма ДПФ, т – дисперсия модуля ФСП ДПФ

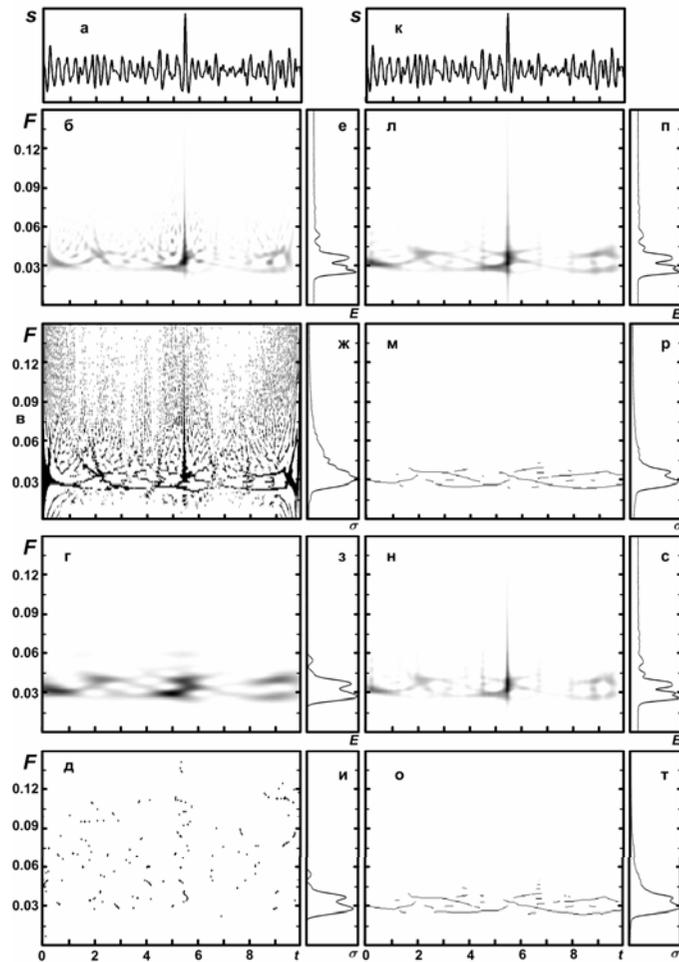


Рис. 23.2. Анализ волны-убийцы: а, к – сигнал во временной области, б – модуль ФСП ППВ, в – хребты ФСП ППВ, г – модуль ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ППВ, ж – среднее квадратичное отклонение модуля ФСП ППВ, з – энергограмма СФ, и – среднее квадратичное отклонение модуля ФСП СФ, л – модуль ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1$ ), м – скелетон ФСП ПЧВ, н – модуль ФСП ПБЖ, о – скелетон ФСП ПБЖ, п – энергограмма ПЧВ, р – среднее квадратичное отклонение модуля ФСП ПЧВ, с – энергограмма ПБЖ, т – среднее квадратичное отклонение модуля ФСП ПБЖ

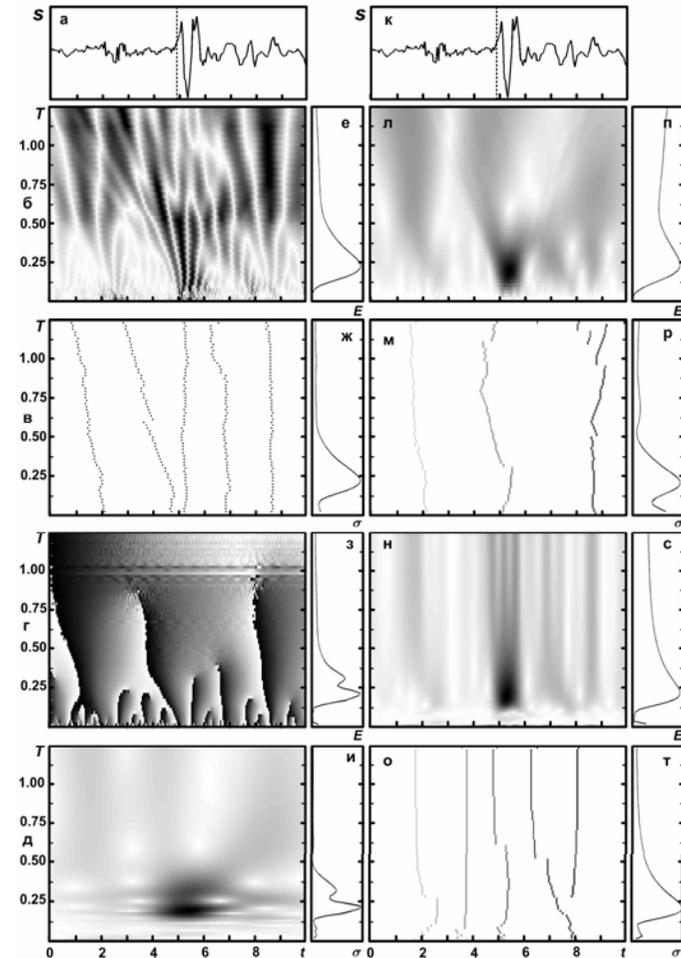


Рис. 23.3. Анализ D-компоненты магнитного поля: а, к – сигнал во временной области, б – модуль ФСП НВП (вейвлет db4), в – скелетон ФСП НВП, г – фазовая характеристика ФСП АВП (вейвлет sgau1), д – модуль ФСП ПГ, е – энергограмма НВП, ж – дисперсия модуля ФСП НВП, з – энергограмма ПГ, и – дисперсия модуля ФСП ПГ, л – модуль ФСП АПФ (окно Хэмминга), м – скелетон ФСП АПФ, н – модуль ФСП ДПФ (окно Хэмминга), о – скелетон ФСП ДПФ, п – энергограмма АПФ, р – дисперсия модуля ФСП АПФ, с – энергограмма ДПФ, т – дисперсия модуля ФСП ДПФ. Здесь и далее пунктирной линией показан момент старта

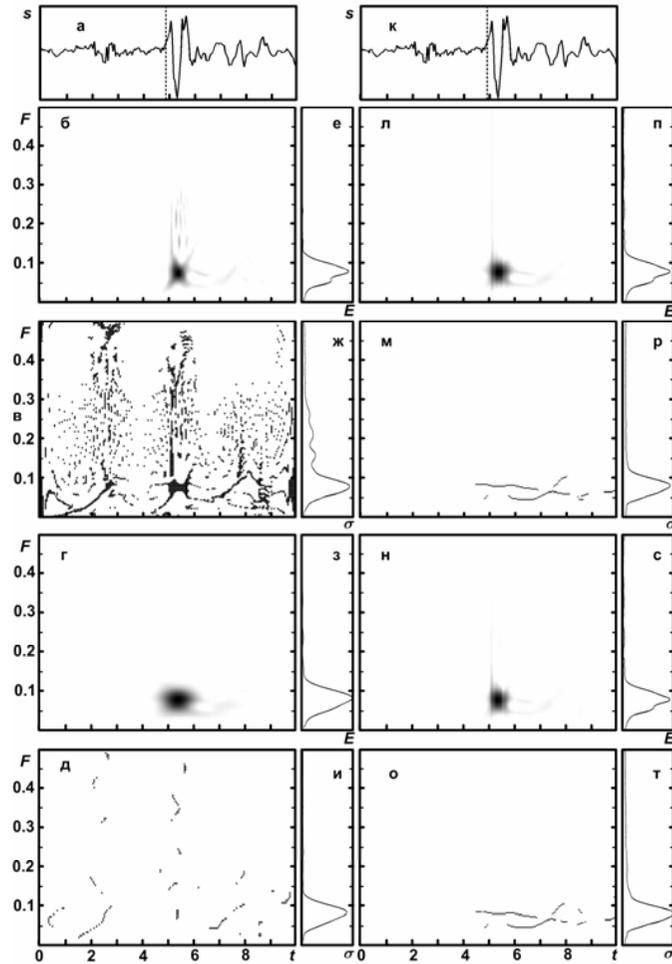


Рис. 23.4. Анализ D-компоненты магнитного поля: а, к – сигнал во временной области, б – модуль ФСП ППВ, в – хребты ФСП ППВ, г – модуль ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ППВ, ж – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП ППВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП СФ, л – модуль ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1$ ), м – скелетон ФСП ПЧВ, н – модуль ФСП ПБЖ, о – скелетон ФСП ПБЖ, п – энергограмма ПЧВ, р – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП ПЧВ, с – энергограмма ПБЖ, т – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП ПБЖ

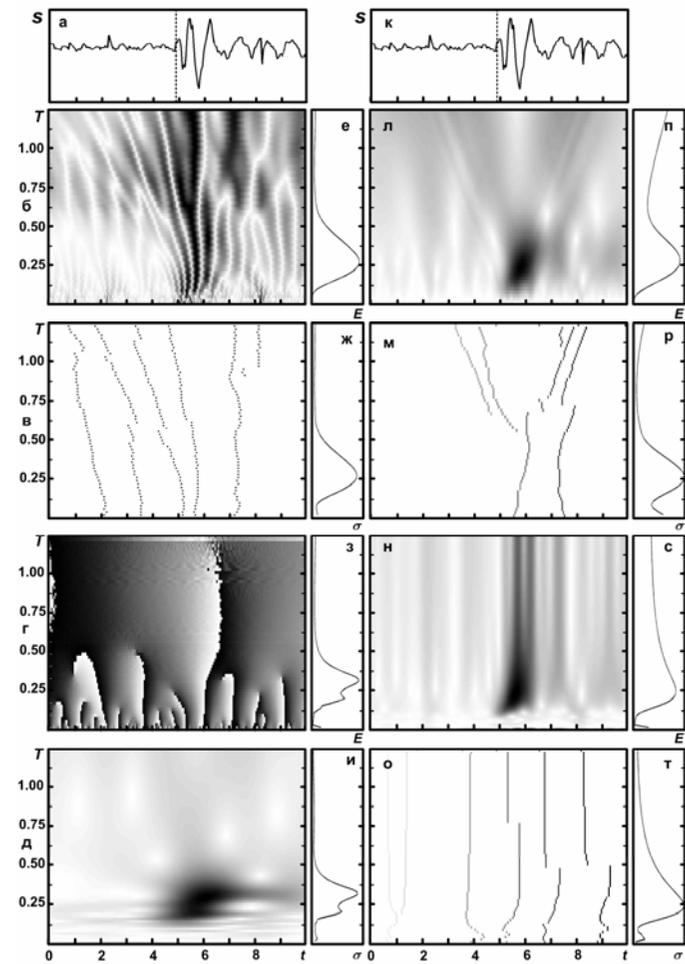


Рис. 23.5. Анализ H-компоненты магнитного поля: а, к – сигнал во временной области, б – модуль ФСП НВП (вейвлет db4), в – скелетон ФСП НВП, г – фазовая характеристика ФСП АВП (вейвлет sgaу1), д – модуль ФСП ПГ, е – энергограмма НВП, ж – дисперсия модуля ФСП НВП, з – энергограмма ПГ, и – дисперсия модуля ФСП ПГ, л – модуль ФСП АПФ (окно Хэмминга), м – скелетон ФСП АПФ, н – модуль ФСП ДПФ (окно Хэмминга), о – скелетон ФСП ДПФ, п – энергограмма АПФ, р – дисперсия модуля ФСП АПФ, с – энергограмма ДПФ, т – дисперсия модуля ФСП ДПФ

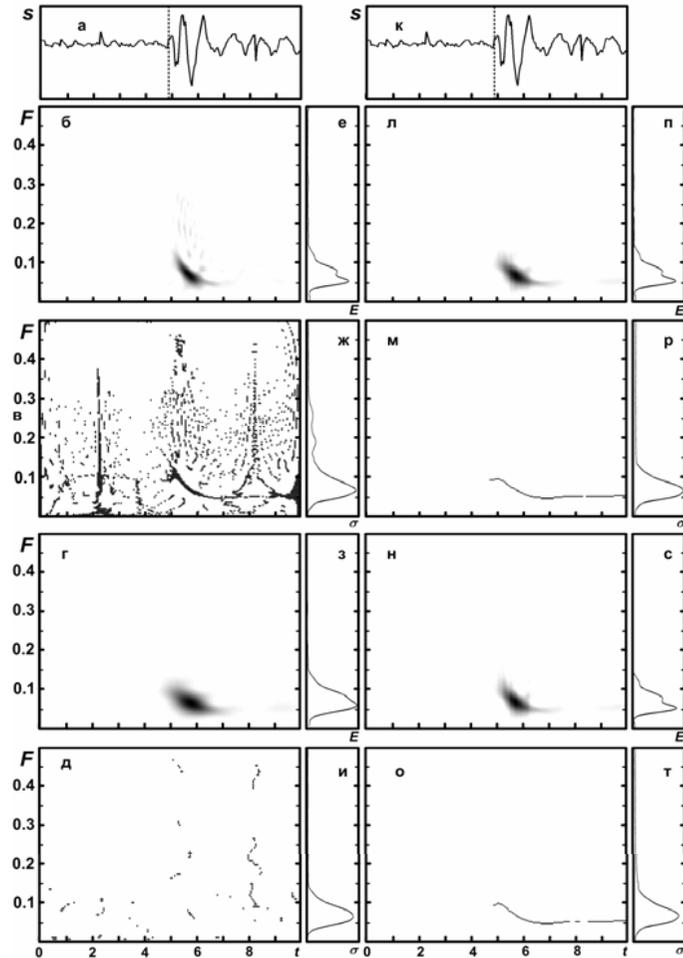


Рис. 23.6. Анализ Н-компоненты магнитного поля: а, к – сигнал во временной области, б – модуль ФСП ППВ, в – хребты ФСП ППВ, г – модуль ФСП СФ, д – хребты ФСП СФ, е – энергограмма ППВ, ж – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП ППВ, з – энергограмма СФ, и – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП СФ, л – модуль ФСП ПЧВ ( $\sigma = 1$ ), м – скелетон ФСП ПЧВ, н – модуль ФСП ПБЖ, о – скелетон ФСП ПБЖ, п – энергограмма ПЧВ, р – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП ПЧВ, с – энергограмма ПБЖ, т – среднеквадратичное отклонение модуля ФСП ПБЖ

масштабов. Последнее объясняется лучшим время-частотным разрешением нелинейных преобразований и ПГ. Скелетоны ФСП ВП (рис. 23.1, в) и ФСП АПФ (рис. 23.1, м) говорят об уменьшении периодов колебаний вблизи появления “волны-убийцы” (сгущение вертикальных почти параллельных линий).

Сама “волна-убийца”, скорее всего, действительно является СШП процессом ( $\mu \sim 1,3 - 1,5$ ), о чем свидетельствуют ФСП ВП (рис. 23.1, а), ФСП АПФ (рис. 23.1, л), ФСП ДПФ (рис. 23.1, н), ФСП ПВ (рис. 23.2, б), ФСП ПЧВ (рис. 23.2, л) и ФСП ПБЖ (рис. 23.2, н). Это соответствует модели симметричного трехлепесткового СШП сигнала (см., например, [19]).

Интересные результаты дает также применение системного спектрального анализа для исследования возмущений в магнитосфере, вызванных стартами КА. Как оказалось, реакция магнитосферы представляет собой практически симметричный во времени СШП процесс ( $\mu \sim 1,3 - 1,5$ ) для D-компоненты магнитного поля и несимметричный с изменяющимся во времени показателем широкополосности – для H-компоненты.

Таким образом, применение нового метода анализа сигналов – системного спектрального анализа – является полезным и перспективным при изучении процессов и сигналов различной природы. Данный метод сочетает в себе достоинства различных линейных и нелинейных преобразований и может быть рекомендован исследователям.

#### 23.4. Основные результаты

1. Предложен новый комплексный метод анализа сигналов – системный спектральный анализ, – в основе которого лежат линейные и нелинейные интегральные преобразования.
2. Системный подход впервые успешно применен для анализа сигналов различной физической природы.
3. Продемонстрировано, что системный спектральный анализ позволяет проводить комплексное исследование сигнала,

компенсируя недостатки одних используемых интегральных преобразований достоинствами других, поскольку каждое преобразование обладает своим уникальным набором свойств.

4. Отмечено, что одновременное использование линейных и нелинейных преобразований дает возможность эффективно анализировать сигналы в присутствии как гауссовского (линейные преобразования), так и негауссовского шума (нелинейные преобразования).

5. Разработан специальный формат представления данных, удобный для демонстрации результатов системного спектрального анализа.

6. На примере анализа реальных процессов, имеющих как искусственный (старт КА), так и естественный (“волнаубийца”) характер, показана эффективность системного спектрального анализа как нового комплексного метода анализа сигналов.

### Литература

1. Шелухин О. И., Тенякшев А. М., Осин А. В. Фрактальные процессы в телекоммуникациях. – М.: Радиотехника, 2003. – 480 с.
2. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. – 192 с.
3. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные сверхширокополосные сигналы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 1. – С. 62 – 84.
4. Дмитриев А. С., Кузьмин Л. В., Панас А. И., Пузиков Д. Ю., Старков С. О. Прямохаотические системы связи // Успехи современной радиоэлектроники. – 2003. – № 9. – С. 40 – 56.
5. Малла С. Вейвлеты в обработке сигналов / Пер. с англ. – М.: Мир, 2005. – 671 с.

6. Короновский А. А., Храмов А. Е. Непрерывный вейвлет-анализ и его приложения. – М.: Физматлит, 2003. – 176 с.
7. Астафьева Н. М. Вейвлет анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166, № 11. – С. 1115 – 1180.
8. The transforms and applications handbook / Editor-in-chief, Alexander Poularikas. – USA: CRC Press, 1996. – 1335 p.
9. Holschneider M. Wavelets: An Analysis Tool. – Oxford: Calderon Press, 1995. – 423 p.
10. Воробьев В. И., Грибунин В. Г. Теория и практика вейвлет-преобразования. – СПб.: ВУС, 1999. – 324 с.
11. Дремин И. М., Иванов О. В., Нечитайло В. А. Вейвлеты и их использование // Успехи физических наук. – 2001. – Т. 171, № 5. – С. 465 – 501.
12. Дьяконов В. П. Вейвлеты. От теории – к практике. – М.: СОЛОН-Р, 2002. – 448 с.
13. Чуи К. Введение в вейвлеты / Пер. с англ. Я. М. Жилейкина. – М.: Мир, 2001. – 412 с.
14. Лазоренко О. В., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Адаптивное преобразование Фурье // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2005. – Т. 10, № 10. – С. 39 – 50.
15. Коэн Л. Время-частотные распределения: Обзор // ТИИЭР. – 1989. – Т. 77, № 16. – С. 72 – 120.
16. Вишневский О. В., Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Преобразование Вигнера и атомарные функции в цифровой обработке сигналов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2006. – Т. 11, № 6. – С. 26 – 38.
17. Choi H.-J., Williams W. J. Improved Time-Frequency Representation of Multicomponent Signals Using Exponential Kernels // IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing. – 1989. – V. 37, No 6. – Pp. 862 – 871.

18. Auger F., Flandrin P., Goncalves P., Lemoine O. Time-Frequency Toolbox Reference Guide. – Rice University, 2005. – 180 p.

19. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сверхширокополосных сигналов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2006. – № 8. – С. 47 – 61.

20. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения кратковременных знакопеременных и сверхширокополосных процессов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2004. – Т. 9, № 9/10. – С. 31 – 62.

21. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения сверхширокополосных сигналов на фоне помех // Радиофизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, № 1. – С. 46 – 63.

22. Дьяконов В. П. MATLAB 6: Учебный курс. – СПб.: Питер, 2001. – 592 с.

23. Дьяконов В. П., Абраменкова И. В. MATLAB. Обработка сигналов и изображений: Специальный справочник. – СПб.: Питер, 2002. – 608 с.

24. Пелиновский Е. Н., Слюняев А. В., Талинова Т. Г., Хариф К. Нелинейное параболическое уравнение и экстремальные волны на морской поверхности // Изв. вузов. Радиофизика. – 2003. – Т. 46, № 7. – С. 499 – 512.

25. Бадулин С. И., Иванов А. Ю., Островский А. Г. Волны-убийцы и их дистанционное зондирование // Исследование Земли из космоса. – 2006. – № 1. – С. 77 – 92.

26. Соколова О. И., Краснов В. М., Николаевский Н. Ф. Изменения геомагнитного поля под влиянием запусков ракет с космодрома Байконур // Геомагнетизм и аэрономия. – 2003. – Т. 46, № 4. – С. 561 – 565.

## Глава 24

### СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛИТОНОВ

Нелинейные волновые процессы, широко встречающиеся в различных областях физики, остаются по-прежнему недостаточно изученными. Одной из причин этого является относительная сложность их математического описания [1 – 3]. Представляется целесообразным применение вейвлет-анализа для изучения тонкой структуры нелинейных волновых процессов. Это может позволить получить более полную информацию о характере нелинейных волн и колебаний.

Цель главы 24 – изложение результатов вейвлет-анализа поведения солитонов при обгонном и обменном взаимодействиях с помощью непрерывного вейвлет-преобразования, а также сравнения полученных результатов с результатами оконного преобразования Фурье.<sup>1</sup>

#### 24.1. Основы взаимодействия солитонов

Рассмотрим взаимодействие двух солитонов с использованием уравнения Кортевега–де Вриза (КдВ) [1 – 3]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0.$$

При  $\beta = 1$  точное решение этого уравнения имеет вид [4]:

$$v(x, t) = (A_1 - A_2) \frac{A_1 \operatorname{sh}^{-2}(\eta_1 / \Delta_1) + A_2 \operatorname{ch}^{-2}(\eta_2 / \Delta_2)}{\left[ \sqrt{A_1} \operatorname{cth}(\eta_1 / \Delta_1) - \sqrt{A_2} \operatorname{th}(\eta_2 / \Delta_2) \right]^2},$$

<sup>1</sup> Глава 24 написана на основе работы: Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ поведения солитонов при обгонном и обменном взаимодействиях // Доклады АН. – 2007. – Т. 412, № 2. – С. 179 – 184.

где  $A_1, A_2$  – амплитуды солитонов;  $\eta_1 = x - u_1 t$ ,  $\eta_2 = x - u_2 t$ ;  $u_1 = A_1/3$ ,  $u_2 = A_2/3$  – скорости солитонов;  $\Delta_1 = \sqrt{12/A_1}$ ,  $\Delta_2 = \sqrt{12/A_2}$  – их длительности.

Характер взаимодействия солитонов определяется соотношением их амплитуд [4]. При значительном отличии амплитуд ( $A_1/A_2 > 3$ ) меньший солитон сначала “поглощается”, а затем “излучается” большим солитоном, причем в момент их полного перекрытия волновое поле имеет только один максимум. Такое взаимодействие принято называть обгонным. При небольшом отличии амплитуд ( $A_1/A_2 < 2,62$ ) в течение всего процесса взаимодействия присутствуют два максимума волнового поля. Это взаимодействие называют обменным.

## 24.2. Методы исследования

Представляет интерес провести вейвлет- и Фурье-анализы обгонного и обменного взаимодействий солитонов и сравнить полученные результаты между собой, а также с результатами работы [5].

В основе непрерывного вейвлет-преобразования сигнала  $s(t)$  лежит вейвлет-образующая функция, из которой с помощью переносов ( $b$  – параметр сдвига) и масштабных преобразований ( $a$  – параметр масштабирования) строится базис вейвлетов [6 – 9].

Для обозначения вейвлетов здесь и далее используются имена, принятые в [10]. Вейвлеты Добеши 1, 2, ..., 12 порядка записываем соответственно как db1, db2, ..., db12; вейвлеты Симлета 2, 3, ..., 10 порядка — sym2, sym3, ..., sym10; койфлеты 1, 2, ..., 5 порядка — coif1, coif2, ..., coif5; вейвлеты Гаусса 1, 2, ..., 8 порядка — gaus1, gaus2, ..., gaus8; вейвлет Морле — morl; HAAR-вейвлет — haar; МНАТ-вейвлет — mexh; вейвлет Мейера — meyr.

Кроме анализа модулей вейвлет-спектров  $|Wf(a,b)|$ , полезным также оказывается рассмотрение скелетонов и энергограмм [8 – 10].

Непрерывное вейвлет-преобразование сигнала удобно применять совместно с его спектрограммой, построенной на основе оконного преобразования Фурье, а также с его скелетоном спектрограммы и одномерным спектром Фурье. При построении спектрограмм использовалось прямоугольное окно, ширина которого равна одной десятой длительности анализируемого сигнала.

Между параметрами  $a$ ,  $b$  непрерывного вейвлет-преобразования и  $\omega$ ,  $\tau$  оконного преобразования Фурье существует простая связь:  $b = \tau$ ,  $a = kT = 2\pi k/\omega$ , где  $k$  – коэффициент пропорциональности ( $k > 0$ ), зависящий от выбранной функции  $\psi(t)$ . Для используемых в работе вейвлетов mexh и db4 значения  $k \approx 0,250$  и  $k \approx 0,714$  соответственно. Для удобства сравнения спектрограмм с вейвлет-спектрами параметры  $a$  и  $\omega$  нами заменялась на соответствующий период  $T$ , а параметры  $b$  и  $\tau$  – на  $t$ .

## 24.3. Результаты анализа

При обменном взаимодействии в качестве единицы измерения расстояния  $\Delta s$  между солитонами удобно использовать расстояние  $s_{\min}$  между максимумами двух солитонов. Поскольку знак при  $\Delta s$  несуществен, далее используется мера  $\alpha = |\Delta s|/s_{\min}$ .

Расчеты проводились для обгонного взаимодействия при  $A_1/A_2 = 3$ , для обменного – при  $A_1/A_2 = 2$ . Примеры полученных характеристик приведены на рис. 24.1 и рис. 24.2.

Результаты расчетов  $\mu$ ,  $\gamma_1, \dots, \gamma_9$  для обгонного и обменного взаимодействий приведены в табл. 24.1 и табл. 24.2 соответственно. Из них видно, что одни параметры не отличаются друг от друга для обоих видов взаимодействий ( $\mu = 2$ ,  $\gamma_1 = 0$ ,  $\gamma_2 =$

$+\infty$ ,  $\gamma_5 = -\infty$ ), за исключением значения параметра  $\gamma_5 \approx -13$  дБ при  $\alpha = 0$  для обгонного взаимодействия. Другие параметры ( $\gamma_3, \gamma_4, \gamma_7, \gamma_8$ ) отличаются мало. Заметные отличия наблюдаются только для параметров  $\gamma_6$  и  $\gamma_9$ , когда  $\alpha$  принимает минимальные значения для каждого вида взаимодействия. Так, для обгонного взаимодействия при  $\alpha = 0$   $\gamma_6 \approx -9$  дБ,  $\gamma_9 \approx -15$  дБ, в то время как для обменного – при  $\alpha = 1$   $\gamma_6 \approx -6$  дБ,  $\gamma_9 \approx -8$  дБ.

Представляет интерес также сравнение вычисленных значений параметров  $\mu, \gamma_1, \dots, \gamma_9$  с их значениями для одиночных солитонов (в скобках), которые получены в [5].

Основные различия наблюдаются при обгонном взаимодействии для параметра  $\gamma_3$  при  $\alpha > 1,5$ , когда  $\gamma_3 \approx 0,4 - 0,8$  ( $\gamma_3 \approx 1,0 - 1,2$ ); для параметров  $\gamma_6$  и  $\gamma_7$  при  $\alpha = 0$ , когда  $\gamma_6 \approx -9$  дБ ( $\gamma_6 \approx -(6 - 7)$  дБ) и  $\gamma_7 \approx 0,08$  ( $\gamma_7 \approx 0,04 - 0,06$ ); для параметра  $\gamma_9$  при  $\alpha > 1,5$ , когда  $\gamma_9 \approx -(0,5 - 4)$  дБ ( $\gamma_9 \approx 100$  дБ).

При обменном взаимодействии основные различия наблюдаются для параметра  $\gamma_7$ , при  $\alpha = 1$ , когда  $\gamma_7 \approx 0,09$  ( $\gamma_7 \approx 0,04 - 0,06$ ), и для параметра  $\gamma_9$ , когда  $\gamma_9 \approx -(0,5 - 9)$  дБ ( $\gamma_9 \approx 100$  дБ).

Об удачности выбора базисного вейвлета позволяет судить функционал качества, введенный в [5]:

$$J(f_1, f_2) = \sum_{i=1}^{10} \left( \frac{\gamma_i(f_1) - \gamma_i(f_2)}{\gamma_i(f_2)} \right)^2, \quad \gamma_{10}(f) \equiv \mu(f),$$

где  $f_1$  – выбранная вейвлетобразующая функция  $\psi(t)$ , а  $f_2$  – анализируемый сигнал  $s(t)$ . Оптимальному выбору базиса будет соответствовать минимальное значение данного функционала.

Результаты расчетов значений функционала качества для обгонного и обменного взаимодействий при разных  $\alpha$  приведены в табл. 24.3 и табл. 24.4 соответственно.

Установлено, при  $\alpha \geq 2$  для обоих видов взаимодействия оптимальным является вейвлет Морле (morl). При  $\alpha < 2$  для обгонного взаимодействия лучший результат показывает вейвлет sum6, а для обменного – вейвлет sum4.

Таблица 24.1

Параметры моделей обгонного взаимодействия солитонов

Параметры	Относительное расстояние между солитонами $\alpha$				
	5,6	3	1,7	1	0
$\mu$	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00
$\gamma_1$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\gamma_2$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$
$\gamma_3$	0,75	0,37	0,49	1,15	1,16
$\gamma_4$	1,40	1,80	0,70	1,65	1,66
$-\gamma_5$ , дБ	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	13,37
$-\gamma_6$ , дБ	6,12	4,60	6,29	5,78	9,01
$\gamma_7$	0,06	0,06	0,06	0,07	0,08
$\gamma_8$	9,22	9,22	9,22	9,22	9,22
$-\gamma_9$ , дБ	0,56	1,55	3,88	$+\infty$	14,89

Таблица 24.2

Параметры моделей обменного взаимодействия солитонов

Параметры	Относительное расстояние между солитонами $\alpha$				
	4	3	2	1,2	1
$\mu$	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00
$\gamma_1$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$\gamma_2$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$
$\gamma_3$	1,02	1,51	0,41	1,22	1,21
$\gamma_4$	1,81	1,85	1,73	1,69	1,70
$-\gamma_5$ , дБ	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$	$+\infty$
$-\gamma_6$ , дБ	6,27	4,79	6,54	4,51	5,98
$\gamma_7$	0,06	0,06	0,06	0,07	0,09
$\gamma_8$	8,94	8,94	8,94	8,94	8,94
$-\gamma_9$ , дБ	0,90	1,38	2,68	6,06	8,22

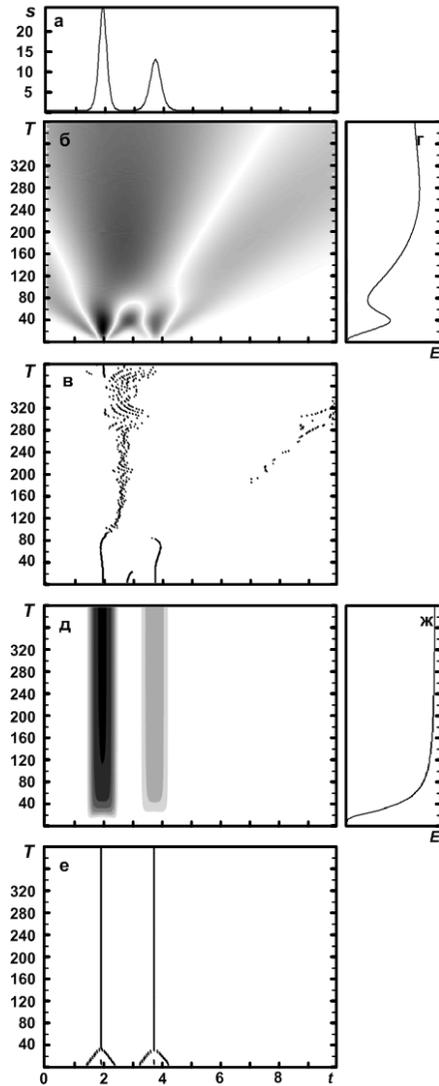


Рис. 24.1. Анализ обменного взаимодействия двух солитонов при  $\alpha = 4$ : а) солитоны во временной области, б) вейвлет-спектрограмма, НВП, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в) скелетон НВП, г) энергограмма НВП, д) спектрограмма ДПФ, е) скелетон ДПФ, ж) энергограмма ДПФ.

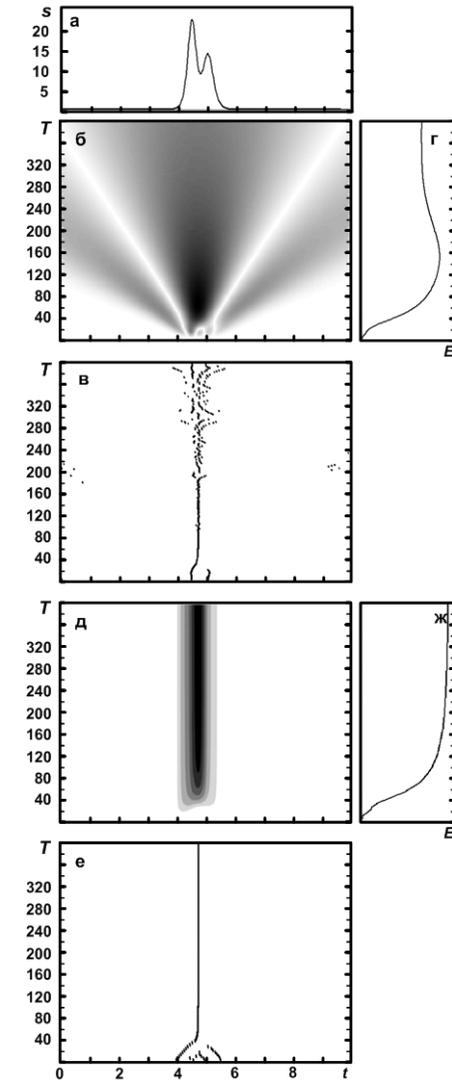


Рис. 24.2. Анализ обменного взаимодействия двух солитонов при  $\alpha = 1,2$ : а) солитоны во временной области, б) вейвлет-спектрограмма, НВП, полученная с использованием вейвлета  $\text{mech}$ , в) скелетон НВП, г) энергограмма НВП, д) спектрограмма ДПФ, е) скелетон ДПФ, ж) энергограмма ДПФ.

Таблица 24.3

Функционал качества  $J(f_1, f_2)$  моделей обгонного взаимодействия солитонов при разложении по базисам вейвлетов Хаара, Добеши, Симлета, койфлетов, вейвлетов Гаусса, Морле и МНАТ-вейвлета

Вейвлеты	Относительное расстояние между солитонами $\alpha$				
	5,6	3	1,7	1	0
haar (db1)	306	258	252	182	137
db2	168	28,0	13,4	10,2	7,42
db3	236	30,9	8,58	6,59	4,40
db4	329	41,6	9,24	6,43	3,90
db5	432	53,2	10,1	6,09	3,61
db6	544	66,6	11,5	6,00	3,37
db7	665	81,7	13,5	6,22	3,39
db8	794	97,2	15,5	6,09	3,43
db9	934	114	17,9	6,19	3,54
db10	1082	133	20,1	6,12	3,56
sym2	168	28,1	13,4	10,2	7,43
sym3	236	31,0	8,59	6,59	4,40
sym4	327	40,3	7,90	5,51	3,27
sym5	431	52,0	8,93	5,30	3,07
sym6	542	65,3	10,2	5,17	2,81
sym7	664	80,4	12,2	5,40	2,85
coif1	211	42,5	15,8	7,73	8,91
coif2	432	75,5	22,5	9,08	11,6
coif3	692	114	30,6	11,1	14,7
coif4	992	157	38,7	11,9	17,1
coif5	1334	204	47,7	12,6	19,6
gaus1	12,9	16,5	14,7	10,2	8,05
gaus2	8,41	10,7	8,88	7,41	6,08
gaus3	9,78	11,2	9,76	8,38	6,93
gaus4	8,55	9,62	8,28	7,61	6,49
gaus5	9,31	10,2	8,93	8,16	6,93
gaus6	8,22	8,98	7,76	7,48	6,49
gaus7	9,56	10,3	9,05	8,42	7,15
gaus8	8,44	9,18	7,91	7,71	6,67
morl	6,01	6,38	5,45	6,09	5,76
mexh	7,09	9,04	7,55	6,44	5,52

Таблица 24.4

Функционал качества  $J(f_1, f_2)$  моделей обменного взаимодействия солитонов при разложении по базисам вейвлетов Хаара, Добеши, Симлета, койфлетов, вейвлетов Гаусса, Морле и МНАТ-вейвлета

Вейвлеты	Относительное расстояние между солитонами $\alpha$				
	4	3	2	1,2	1
haar (db1)	269	256	253	181	107
db2	66,7	32,1	16,1	9,24	6,47
db3	88,5	37,8	12,7	5,99	4,57
db4	123	51,7	15,3	6,50	4,64
db5	161	66,9	18,4	6,54	4,62
db6	203	84,0	22,1	7,22	4,85
db7	249	103	26,7	8,33	5,29
db8	298	123	31,4	8,77	5,48
db9	351	145	36,8	9,76	5,90
db10	407	168	42,2	10,8	6,35
sym2	66,7	32,1	16,1	9,24	6,47
sym3	88,5	37,8	12,8	5,99	4,57
sym4	122	50,3	14,0	5,58	4,19
sym5	160	65,7	17,2	5,74	4,24
sym6	202	82,7	20,8	6,39	4,48
sym7	248	102	25,4	7,52	4,93
coif1	92,9	48,6	21,8	12,4	10,1
coif2	182	89,5	34,0	17,4	13,5
coif3	286	137	48,4	23,5	17,3
coif4	405	190	63,9	28,1	20,1
coif5	540	250	81,0	32,8	23,1
gaus1	12,9	13,7	14,7	11,1	7,34
gaus2	8,52	9,58	9,08	8,42	6,10
gaus3	9,96	10,9	10,1	9,22	6,64
gaus4	8,77	9,60	8,62	8,36	6,32
gaus5	9,54	10,3	9,26	8,90	6,67
gaus6	8,44	9,25	8,08	8,22	6,39
gaus7	9,78	10,6	9,38	9,19	6,91
gaus8	8,66	9,53	8,23	8,53	6,62
morl	6,23	6,86	5,75	6,67	5,89
mexh	7,22	8,08	7,76	7,23	5,53

#### 24.4. Основные результаты

1. На примере обгонного и обменного взаимодействий солитонов продемонстрирована перспективность применения вейвлет-анализа для описания тонкой структуры нелинейных волновых процессов.

2. Рассчитан ряд числовых характеристик обгонного и обменного взаимодействий солитонов, позволяющих сравнивать эти процессы между собой.

3. С помощью функционала качества для каждого вида взаимодействия солитонов указан оптимальный вейвлет.

#### Литература

1. Виноградова М. В., Руденко В. О., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1990. – 432 с.
2. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.
3. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2004. – 200 с.
4. Островский Л. А., Потапов А. И. Введение в теорию модулированных волн. – М.: Физматлит, 2003. – 400 с.
5. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – Т. 10, № 10. – С. 3 – 21.
6. Daubechies I. Ten lectures on wavelets, CBMS-NSF conference series in applied mathematics. – Phyladelphia: SIAM, 1992. – 410 p.
7. Кравченко В. Ф., Рвачев В. А. “Wavelet”-системы и их применение в обработке сигналов // Зарубежная радиоэлектроника. – 1996. – № 4. – С. 3 – 20.
8. Астафьева Н. М. Вейвлет анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166, № 11. – С. 1115 – 1180.

9. Mallat S.G. A wavelet tour of signal processing. – New York: Academic Press, 1998. – 851 p.

10. Дьяконов В. П. Вейвлеты. От теории – к практике. – М.: СОЛОН-Р, 2002. – 448 с.

11. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения кратковременных знакопеременных и сверхширокополосных процессов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2004. – Т. 9, № 9/10. – С. 31 – 62.

## Глава 25

### РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ГЕОКОСМОСЕ

#### 25.1. Эффекты распространения пилообразных волн плотности

Исследованию волновых возмущений (ВВ) в ионосферной плазме уделяется значительное внимание (см., например, [1 – 5]). ВВ с периодами от 5 – 10 минут до трех часов связывают с генерацией и распространением внутренних гравитационных волн (ВГВ). Как известно, они представляют собой низкочастотный аналог акустических волн, а возвращающей силой служит сила гравитации.

Источниками ВГВ являются погодные фронты, горные хребты, землетрясения, сверхмощные взрывы, старты и полеты космических аппаратов, терминатор, вариации космической погоды и т.п. [1 – 5].

Квазипериодические процессы в атмосфере на ионосферных высотах вызывают ВВ концентрации электронов  $\Delta N$  с относительной амплитудой  $\delta_N = |\Delta N|/N_0$ . Важно, что значение  $\delta_N$

может достигать 0,1 – 0,3 и более. Согласно классификации [5], волны в этом случае относятся к сильным и нелинейным соответственно. Волны с  $\delta_N > 0,1$  не являются экзотическими.

Причина роста относительных возмущений давления в волне  $\Delta p/p$  при увеличении высоты хорошо известна – сохранение плотности кинетической энергии газа, увлекаемого волной, в атмосфере с экспоненциальным падающим давлением. При

$$p(z) = p_0 \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H_a(z)}\right) \equiv p_0 e^{-\xi}$$

имеем  $\Delta p/p = (\Delta p_0/p_0)e^{\xi/2}$ , где  $H_a$  – приведенная высота атмосферы.

Амплитуда вариаций давления  $\Delta p_0$  ВГВ, генерируемых, например, погодным фронтом, составляет 1 – 10 Па. При давлении газа в атмосфере у поверхности Земли  $p_0 \approx 10^5$  Па имеем  $\Delta p_0/p_0 \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ . На высотах  $z \approx 100, 150$  и  $300$  км это отношение составило бы  $10^{-2} - 10^{-1}, 10^{-1} - 1$  и  $1 - 10$ .

В действительности отражение волн, процессы диссипации и нелинейности препятствуют росту относительной амплитуды больше нескольких десятых долей. В результате преобладания эффекта нелинейного укручения профиля волны над процессом вязкой диссипации профиль волны становится пилообразным.

Распространение линейных ВГВ и связанные с ними физические процессы изучены сравнительно хорошо [1 – 5]. Значительно хуже исследованы нелинейные ВГВ в ионосфере. Таким возмущениям посвящены лишь отдельные работы [6 – 18]. Большинство из них – теоретические. В [6] изложены общие вопросы нелинейных ВГВ. В [7 – 10] описаны нелинейные эффекты ВГВ, причем нелинейность, как правило, предполагалась слабой. В работах [11 – 15] выполнено численное моделирование нелинейных эффектов при распространении ВГВ. Статьи [16 – 17] посвящены моделированию характеристик

пакетов ВГВ. В работах [18 – 19] описаны примеры наблюдения нелинейных ВВ в средней атмосфере.

Можно утверждать, что исследование нелинейных волновых процессов только начинается. С учетом их большой научной и практической значимости эти исследования относятся к актуальным.

Для исследования ВВ в ионосферной плазме используется ряд современных методов [5]. Одним из эффективных и систематических методов наблюдения вариаций концентрации электронов является моностатическое зондирование ионосферы декаметровыми (ВЧ) радиоволнами [20, 21].

Решение прямой задачи позволяет построить отклик зондирующего сигнала (радио-образ) на перемещающиеся ионосферные ВВ. Решение задачи в приближении геометрической оптики требует задания моделей регулярной ионосферы и ВВ в виде непрерывных дважды дифференцируемых по пространственно-временным переменным функций.

Радиообраз должен отражать характерные закономерности на ионограммах, что дает возможность идентифицировать тип наблюдаемого возмущения. Попытки классифицировать типы регистраций временных изменений действующей высоты  $h'(t)$  на слабо наклонных трассах при наличии ВВ были предприняты ещё в 1958 г. [22].

Построение радиообра ВВ связано с трудностями расчета характеристик зондирующего высокочастотного сигнала в трехмерно-неоднородной нестационарной магнитоактивной ионосфере и с моделированием среды. В большинстве работ используется упрощенная модель ионосферы в виде эффективного модулированного зеркально отражающего экрана (см., например, [23, 24]). Такой подход позволяет решать обратную задачу ВЧ-зондирования относительно параметров экрана.

В ряде работ (см., например, [25, 26]) использовалась объемная модель ионосферы. В [25] синтезировалась ионограмма вертикального зондирования при выбросе на ионосферных вы-

сотах химического реагента, а в [26] – при наличии естественной крупномасштабной локализованной неоднородности. В обоих случаях регулярная среда полагалась слоистой и не учитывалось влияние геомагнитного поля на распространение сигнала.

Цель раздела 25.1 – изложение результатов моделирования отклика ВЧ-сигнала моностатического зондирования на перемещающиеся нелинейные ВВ в магнитоактивной ионосфере и его сравнения с экспериментальными данными.<sup>1</sup>

Для расчета ионограмм используется методика, предложенная в [27] и развиваемая далее в [28, 29]. Применяемая методика представляет собой трехмерный лучевой синтез многопараметрических ионограмм с учетом влияния геомагнитного поля. Для описания регулярной среды используется однопараметрическая глобальная модель пространственно-временного распределения электронной концентрации, скорректированная по текущим измерениям [30].

В разделе представлены результаты численного моделирования вариаций характеристик радиосигналов (доплеровского смещения частоты и фактора фокусировки) ВЧ-ионозонда за счет волновых возмущений  $\Delta N$  пилообразной формы и их сравнения с экспериментальными данными.

### 25.1.1. Модель среды и возмущений

Моделированию подлежат волновые возмущения  $\Delta N$ , вызванные движением нелинейных ВГВ в F-области ионосферы. При распространении в нелинейной среде монохроматической волны нелинейность приводит к последовательному возбуж-

<sup>1</sup> Раздел 25.1 написан на основе работы: Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Моделирование вариаций характеристик радиосигналов ионозондов декаметрового диапазона, вызываемых движением нелинейных внутренних гравитационных волн в атмосфере Земли // Успехи современной радиоэлектроники. – 2006. – № 7. – С. 18 – 27.

дению временных гармоник волны. Обогащение частотного спектрального состава означает искажение формы первоначального синусоидального профиля волны.

В среде без дисперсии фазовые соотношения сохраняются в процессе распространения между всеми гармониками. Другими словами, выполняется условие фазового синхронизма для всех гармоник. Если затухание волн мало, то нелинейные эффекты могут накапливаться пропорционально пройденному расстоянию. Поэтому в недиспергирующей среде на достаточно больших расстояниях всегда возникают сильные нелинейные искажения исходного профиля. Этот случай наиболее характерен для акустических волн, а также для ВГВ. Волны с гладким (например, синусоидальным) профилем на некотором расстоянии становятся пилообразными. Наряду с гладкими участками профиль будет содержать крутые участки.

Для описания динамики крутых участков профиля нужно знать изменение с расстоянием большого числа компонент Фурье. В этом случае удобно не спектральное, а временное описание поля акустической волны (ВГВ). Заметим, что для ВГВ дисперсия сравнительно слабо выражена для периодов несколько большего периода Брента–Вяйсяля [1], который в F-области ионосферы близок к 10 – 15 мин.

Представим электронную концентрацию в виде  $N = N_0(1 + \varphi)$ , где  $N_0$  – концентрация регулярной ионосферы,  $\varphi$  – возмущающая функция.

Для качественного описания поведения плоской пилообразной волны с конечной шириной фронта Р. В. Хохловым было сконструировано выражение [31]

$$V(\theta; Z, \Gamma) = \frac{1}{1+Z} \left( -\theta + \pi \operatorname{th} \frac{\pi\theta}{2\Gamma(1+Z)} \right), \quad -\pi < \theta < \pi, \quad (25.1)$$

где безразмерные параметры  $Z$  и  $\Gamma$  определяют профиль нелинейной волны,  $\theta = \omega\tau$ , где  $\omega$  – частота колебаний волны,  $\tau = t - \xi/v$  – сопровождающая координата,  $t$  – время,  $v$  – скорость волны,  $\xi$  – координата в направлении, перпендикулярном

фронту волны. Более точно область определения функции задается решением уравнения  $\theta = \pi \operatorname{th} \frac{\pi\theta}{2\Gamma(1+Z)}$ . Вид параметров  $Z$  и  $\Gamma$  для нелинейной акустической волны в газе с поглощением приведен в [31].

Введем периодическую функцию  $u$  такую, что  $u(\theta \pm 2\pi n) = V(\theta)/V_{\max}$ , где  $n \in \mathbb{N}$ . В области наблюдения волну можно считать “недеформируемой”. В этом случае параметры  $Z$  и  $\Gamma$  полагаются постоянными и фаза волны

$$\psi = k\vec{l}(\vec{r} - \vec{r}_0) - \omega t = \theta \pm 2\pi n,$$

где  $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – пространственная длина волны,  $\vec{l}$  – единичный вектор, перпендикулярный фазовому фронту волны,  $\vec{l} = (\cos I \cos \varepsilon, \cos I \sin \varepsilon, \sin I)$ ,  $I$  – угол с горизонтальной плоскостью,  $\varepsilon$  – азимут,  $\vec{r}_0 = (0, 0, z_0)$ ,  $z_0$  – высота точки над ионозондом в F-области ионосферы.

Предположим, что возмущение в ионизированной составляющей повторяет форму ВГВ. Возмущающая функция имеет вид плоской неоднородной волны:

$$\varphi = \delta_N(z)u(\theta; Z, \Gamma),$$

где  $\delta_N = \delta\Phi(z)$  и  $\Phi(z)$ ,  $\delta$  – функция формы и максимум  $\delta_N(z)$ , соответственно,  $\Phi(z) \leq 1$ .

Обобщением (25.1) является функция [31]

$$V(\theta; Z, \Gamma, A) = \frac{1}{1+Z} \left( -\theta + \pi \operatorname{th} \frac{\pi\theta}{2\Gamma(1+Z)} + \frac{A}{2\Gamma} \right), -\pi < \theta < \pi, \quad (25.2)$$

которая описывает несимметричный двухполярный импульс, переходящий с ростом  $A$  в однополярный. Наибольшая асимметрия имеет место при  $A \approx 1$ . Для профиля волны, симметричного (25.2) относительно оси ординат, имеем  $V^*(\theta, A) = -V(\theta, -A)$ . Для определенности будем называть профиль  $V(\theta)$  прямым, а  $V^*(\theta, \Gamma)$  – инверсным.

Итак, профиль волны в модельном представлении задается функциями  $V(\theta, \Gamma)$  и  $V^*(\theta, \Gamma)$ , где переменная  $\theta$  возрастает в направлении волнового вектора, а параметр  $\Gamma$  определяет степень нелинейности. Поведение функции (25.2) имеет физическое объяснение, так как она является точным решением нелинейного уравнения Бюргерса.

Поскольку выражение (25.2) справедливо в конечном интервале  $-\pi < \theta < \pi$ , оно неудобно при численных расчетах характеристик ВЧ-радиоволны. Альтернативным описанием однополярного импульса могут служить комбинации функций Эпштейна [32].

Запишем выражение для слоя Эпштейна в виде [33]:

$$L(\xi; m, K, M) = 1 - KEps_0(m\xi) - 4MEps_1(m\xi), \quad (25.3)$$

где  $Eps_0, Eps_1$  – функции Эпштейна нулевого и первого порядков,  $Eps_0 = dEps_{-1}/dx$ ,  $Eps_1 = dEps_0/dx$ ,  $Eps_{-1} = \operatorname{Ln}(1+\exp x)$  – функция Эпштейна минус первого порядка,  $m, K, M$  – параметры слоя. При  $M = 0$  выражение (25.3) описывает переходной слой, при  $K = 0$  – симметричный импульс.

Введем величину, характеризующую толщину переходного слоя. Рассмотрим уменьшение  $L(\xi)$  в  $n$  раз относительно  $L(0)$  в точке  $\xi = \xi_c$ . При этом  $m\xi_c = \operatorname{Ln}(2n-1)$ . Определим относительную полутолщину слоя как  $H = m\xi_c = \operatorname{Ln}(2n-1)$ . В этом случае истинная полутолщина слоя будет равна  $h = H/m$ .

Для описания асимметричного импульса с резким передним фронтом будем использовать произведение двух функций вида (25.3)

$$U(\xi) = L(\xi - \xi_1, m_1, 1, 0)L(\xi - \xi_2, -m_2, 1, 0), \quad (25.4)$$

где  $\xi_1 > \xi_2$ ,  $m_1 \gg m_2$ . Из уравнения

$$\xi = \xi_1 - 1/m_1 \ln \{ m_1/m_2 [1 + e^{m_2(\xi - \xi_2)}] - 1 \} \quad (25.5)$$

определим максимум функции  $u(\xi)$ . Так как  $m_1 \gg m_2$ , в первой итерации можно положить в правой части (25.5)  $\xi = \xi_1$ . Будем считать, что  $\xi_1 - \xi_2 = h_2$ , где  $h_2$  – полутолщина переходного слоя, описывающего пологий фронт импульса. Тогда

$$\xi_{\max} \approx \xi_1 - 1/m_1 \ln[m_1/m_2(1+e^H) - 1].$$

Параметр  $h_2$  определяет ширину импульса. Положение импульса в пространстве будем задавать величиной  $\xi_{\max}$ . Представим возмущающую функцию в виде плоской однородной волны:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \delta\Phi(z)u(\xi - vt),$$

где  $\xi = \vec{l}(\vec{r} - \vec{r}_0)$  – координата в направлении единичного вектора  $\vec{l}$ ,  $u = U/\max U$ . Координату  $\xi$  будем отсчитывать от плоскости  $\vec{l}(\vec{r} - \vec{r}_0) = 0$ . Движение импульса зададим перемещением гребня волны  $\xi_{\max}(t) = vt$ . Пространственную форму импульса определяют величины  $h_1, h_2$ .

Параметры в формуле (25.4) запишем в виде

$$m_2 = H/h_2, \quad \xi_1 = \xi + 1/m_1 \ln[m_1/m_2(1+e^H) - 1], \quad \xi_2 = \xi_1 - h_2.$$

Значение  $m_1$  задаем с учетом условия  $m_1 \gg m_2$ .

В качестве регулярной среды была выбрана дневная ионосфера зимой при низкой солнечной активности, когда критическая частота слоя F2 равна 7 МГц, высота максимума – 230 км и горизонтальные градиенты малы. На рис. 25.1 приведены вертикальные профили плазменной частоты электронов  $f_p(z)$  для низкой и высокой солнечной активностей, рассчитанные по модели Ching-Chiu [14]. Возьмем функцию формы в виде [35]

$$\Phi(z) = \exp\left(-\left((z - z_M)/z_m\right)^2\right), \quad (25.6)$$

с параметрами  $z_M = 200$  км,  $z_m = 50$  км. Как известно, величина и характер радиоотклика зависят от отношения  $|\nabla(\Delta N)|/|\nabla N_0|$  в области отражения ВЧ-волны, где  $\Delta N = N_0 \varphi$ . Рабочая частота  $f$  зондирующей волны выбрана 6 МГц. В этом случае высота отражения  $O$ -волны  $z_r$  будет меняться в диапазоне 170 – 200 км в зависимости от солнечной активности, т.е. радиоволна отражается вблизи максимума возмущенного слоя. Параметры ВВ следующие: период волны –  $T = 20$  мин, длина волны – 100 км.

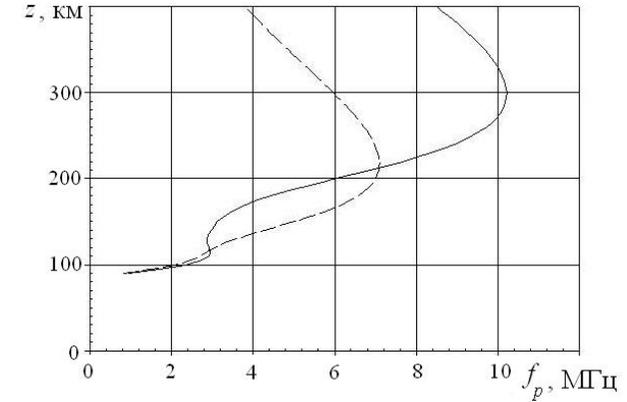


Рис. 25.1. Вертикальные профили плазменной частоты электронов при высокой и низкой солнечной активностях; г. Харьков, зима, день,  $W = 16$  (штриховая линия),  $W = 100$  (сплошная линия), где  $W$  – эффективное число солнечных пятен

### 25.1.2. Результаты компьютерного моделирования

Изложим результаты расчетов доплинограмм и фактора фокусировки при прохождении в ионосфере волны с профилями  $V(\theta, \Gamma)$  и  $V^*(\theta, \Gamma)$ .

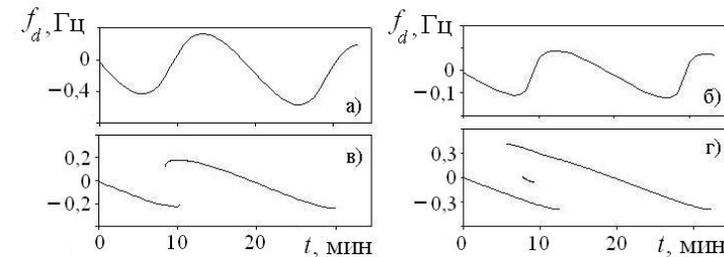


Рис. 25.2. Расчетные доплинограммы на частоте  $f = 6$  МГц для гармонических волновых возмущений;  $\Lambda = 100$  км,  $T = 20$  мин, а –  $\delta_N = 2\%$ , б –  $5\%$ , в –  $10\%$ , г –  $20\%$

На рис. 25.2 приведены доплионограммы, рассчитанные для гармонических волн различной амплитуды, перемещающихся вдоль магнитного меридиана. Для качественного описания доплионограмм рассмотрим поведение положительной и отрицательной фаз процесса. Характерным является нелинейное изменение отклика с ростом  $\delta$ . При этом происходит наклон доплионограмм в сторону уменьшения времени.

При  $\delta = 10\%$  фронт "опрокидывается" или, другими словами, возникает многолучевость принимаемого сигнала. При дальнейшем росте  $\delta$  интервал многолучевости расширяется. Такой характер поведения радиоотклика сохраняется и для других направлений движения волны относительно магнитного меридиана.

На рис. 25.3 приведена регистрация доплеровского смещения частоты (ДСЧ)  $f_d(t)$ , которая демонстрирует перечисленные выше закономерности. Далее рассмотрим радиоотклик на прохождение в ионосфере негармонических волн. Такие волны могут являться следствием распространения нелинейных ВГВ на ионосферных высотах.

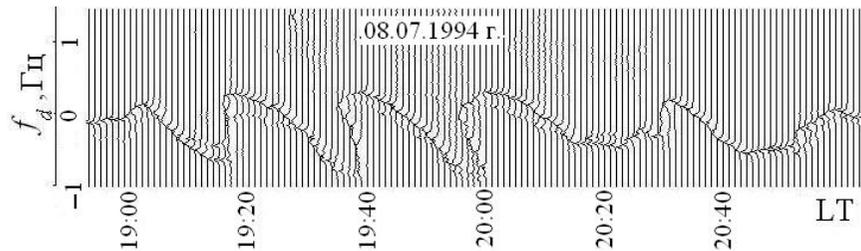


Рис. 25.3. Динамические спектры биений ВЧ-сигнала,  $f = 3,7$  МГц

На рис. 25.4а приведены доплионограммы, рассчитанные для  $O$ -волны при горизонтальном перемещении ВВ вдоль магнитного меридиана на юг при  $\delta = 5\%$  и с разной степенью нелинейности. На рис. 25.4б для сравнения приведены доплионо-

граммы для волн с инверсным профилем. Профили нелинейных волн, использованные в расчетах, показаны на рис. 25.5.

Кривые на рис. 25.4 демонстрируют динамику изменения вида доплионограмм с усилением нелинейности волны. Так, на рис. 25.4а положительная фаза ДСЧ уменьшается по амплитуде и уширяется во времени, отрицательная – наоборот. На рис. 25.4б наблюдается противоположная картина. Пренебрегая регулярной нестационарностью, доплионограммы для волн с профилем  $V^*(\theta)$  получаются путем инверсии относительно координатных осей ионограмм для волн с профилем  $V(\theta)$ , движущихся в противоположном направлении.

Полученные закономерности динамики ионограмм сохраняются и для других направлений горизонтального перемещения нелинейных волн. Наличие значительных регулярных горизонтальных градиентов может существенно изменить вид ионограмм. Так, горизонтальные градиенты снимают "вырождение" доплионограмм, связанное с направлением движения ВВ.

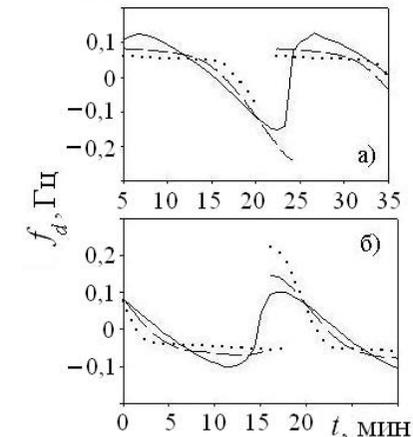


Рис. 25.4. Расчетные доплионограммы на частоте  $f = 6$  МГц, а –  $V(\theta, \Gamma)$ , б –  $V^*(\theta, \Gamma)$ ,  $\Lambda = 100$  км,  $T = 20$  мин,  $\Gamma = \pi/4$  (сплошная линия),  $\Gamma = \pi/8$  (штриховая линия),  $\Gamma = \pi/24$  (точки)

Измерение одного параметра зондирующего сигнала без частотного и пространственного разнесения, вообще говоря, не позволяет однозначно интерпретировать результаты. Современные методики наблюдения ВВ основываются на комплексных измерениях параметров радиосигнала (см., например, [20, 23, 24]). Методика измерения ДСЧ основана на спектральном анализе биений принимаемого сигнала с опорным [20].

Влияние крупномасштабных неоднородностей на амплитуду поля радиоволны проявляется в первую очередь в виде фокусировки и дефокусировки. Для изучения этих свойств неоднородностей будем пользоваться фактором фокусировки

$$F = 20 \lg \frac{E}{E_0},$$

где  $F$  – фактор фокусировки в децибелах,  $E$  и  $E_0$  – амплитуды поля в точке наблюдения для возмущенной и невозмущенной среды, соответственно. При этом  $E$  и  $E_0$  рассчитываются без учета поглощения в ионосфере и для изотропного излучателя.

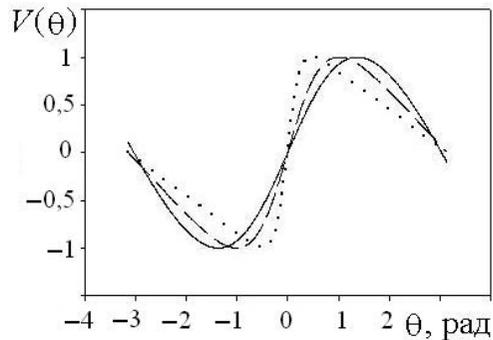


Рис. 25.5. Профили нелинейных волн, соответствующие доплинограммам на рис. 25.4

В геометрическом приближении амплитуда поля радиоволны вычисляется по формуле [36]:

$$E(t, \varepsilon, \beta) = E(0, \varepsilon, \beta) \left| \frac{J(0, \varepsilon, \beta)}{J(t, \varepsilon, \beta)} \right|^{1/2},$$

где  $E(0, \varepsilon, \beta)$  – напряженность поля падающей волны на границе ионосферы,  $J(t, \varepsilon, \beta)$  – якобиан преобразования лучевых координат в прямоугольные декартовы.

На рис. 25.6 приведены результаты расчета изменения фактора фокусировки, соответствующие доплинограмме на рис. 25.4а при  $\Gamma = \pi/24$ . В области фокусировки имеется острый максимум, описывающий фокусировку на крутом фронте волны, область дефокусировки имеет гладкий минимум. С ростом  $\Gamma$  максимум сужается и растет.

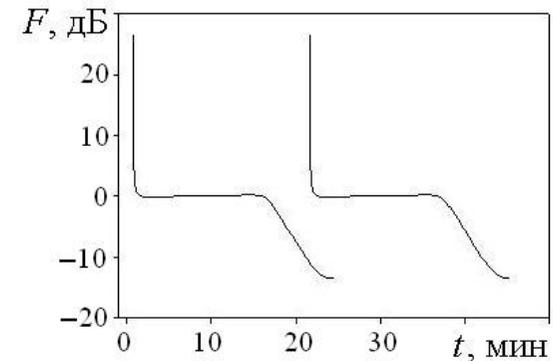


Рис. 25.6. Расчетные вариации фактора фокусировки для волны с профилем  $V(\theta, \Gamma)$ ,  $\Gamma = \pi/24$ , перемещающейся в направлении север – юг

Для источников ВГВ, находящихся на поверхности Земли, в тропосфере или во внешней ионосфере, могут наблюдаться волны, перемещающиеся в вертикальном направлении. На рис. 25.7 приведены доплинограммы для волн с разной степенью нелинейности, перемещающиеся вертикально вверх. Наблюдаются отмеченные выше закономерности.

В случае вертикального движения, как и следовало ожидать, фокусирующие свойства неоднородности слабые. Полу-

ченный радиообраз нелинейного ВВ используется при анализе биений сигнала моностатического ВЧ-зондирования ионосферы.

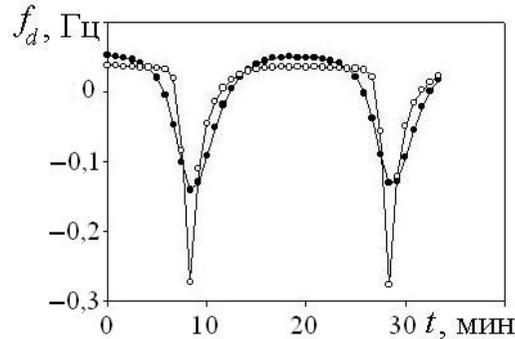


Рис. 25.7. Расчетные доплерограммы для ВВ, перемещающегося вертикально вверх;  $\Gamma = \pi/8$  (черные точки),  $\Gamma = \pi/24$  (белые точки)

### 25.1.3. Результаты экспериментального исследования

На рис. 25.8 приведены динамические спектры биений сигнала ВЧ-ионозонда частотой 5,4 МГц. Интервал оценки спектра – 1 мин, спектры следуют через одну минуту. В моменты времени 10:02 и 10:19 имеют место скачкообразные изменения частоты сигнала. На рис. 25.9 в эти же моменты времени наблюдаются резкие всплески амплитуды биений. Здесь используется относительное время в минутах. Начало отсчета времени на обеих регистрациях совпадает.

Резкое увеличение амплитуды биений за счет фокусировки ВЧ-сигнала позволяет говорить о близком к горизонтальному движении ВГВ. Из доплерограммы видно, что положительная фаза значительно длиннее отрицательной и ДСЧ достигает приблизительно 0,7 Гц. Максимум фактора фокусировки составляет более 10 дБ.

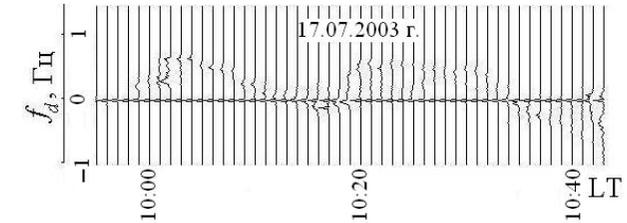


Рис. 25.8. Динамические спектры биений ВЧ-сигнала (время – местное);  $f = 5,4$  МГц

Если предположить, что источник ВГВ находится в высоких широтах, то по доплерограмме можно определить профиль волны и степень ее нелинейности. Сравнивая экспериментальные данные с результатами расчетов, можно сделать вывод, что наблюдается волна с профилем  $V(\theta; \Gamma)$ , где  $\Gamma \approx \pi/24$ , перемещающаяся почти горизонтально в направлении север – юг. Период волны равен приблизительно 17 мин.

На регистрации биений (см. рис. 25.9) не видна область дефокусировки, которая маскируется биениями излучаемого сигнала. При заданной частоте зондирующего сигнала вариации ДСЧ зависят от положения высоты максимума возмущенного слоя  $z_M$  относительно высоты отражения сигнала  $z_r$ , которая определяется состоянием регулярной ионосферы, а также от амплитуды и скорости перемещения ВВ. Период ВВ находится по экспериментальной регистрации ДСЧ. Поэтому фазовая скорость ВВ определяется длиной волны  $\Lambda$ .

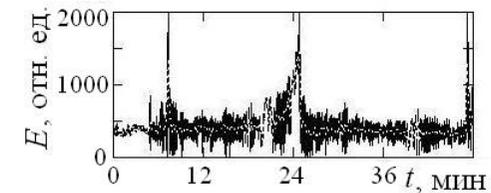


Рис. 25.9. Вариации амплитуды биений ВЧ-сигнала, соответствующие рис. 25.8

Синтезируем доплиограмму, приведенную на рис. 25.8. Состояние регулярной ионосферы зададим моделью Ching-Chiu со значением управляющего параметра  $W = 100$ . Соответствующий вертикальный профиль плазменной частоты приведен на рис. 25.1. Таким образом, неизвестные параметры ВВ – длина волны  $\Lambda$  и относительная амплитуда  $\delta$ . Известно [2–5], что  $\delta$  возрастает почти линейно с ростом  $\Lambda$ . Диапазон изменения горизонтальной скорости ВВ  $v_h$  составляет от 50 до 300–400 м/с. Наиболее часто регистрируются возмущения со скоростями  $v_h \approx 150$  м/с. На рис. 25.10 приведена синтезированная доплиограмма для радиосигнала с частотой  $f = 5,4$  МГц. В действительности это не совсем доплиограмма, а временное изменение производной по времени от фазы. Говорить об измерении ДСЧ по спектру биений сигнала на заданном интервале оценки можно в том случае, если выполняются условие  $|\Delta f_d / f_d| \ll 1$ , где  $f_d$  – оцениваемая частота смещения,  $\Delta f_d$  – изменение мгновенной частоты на интервале оценки спектра. Участкам с быстрым изменением мгновенной частоты соответствуют спектры, “размытые” по частоте. Полученные значения параметров ВВ –  $\delta = 25\%$ ,  $\Lambda = 200$  км.

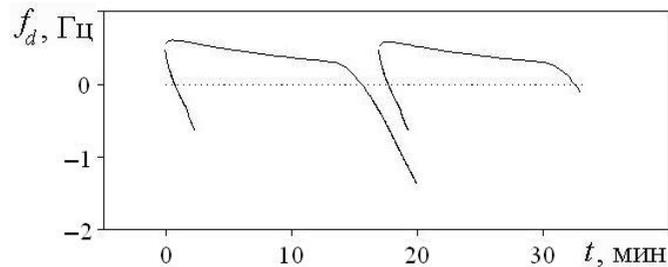


Рис. 25.10. Доплиограмма, восстановленная по экспериментальной регистрации вариаций ДСЧ на рис. 25.8

#### 25.1.4. Обсуждение результатов

Вначале проанализируем формулы, моделирующие нелинейные ВВ, с точки зрения использования их для численных расчетов поля радиоволны в геометрооптическом приближении.

Точное решение нелинейного волнового уравнения Бюргера представляет собой функцию, заданную на конечном интервале. В этом случае возмущающая функция будет кусочно-непрерывной. Точное определение области задания функции (25.1) позволяет существенно снизить “шумы” расчета при численном интегрировании лучевых уравнений. Однополярный импульс моделируется комбинациями функций Эпштейна. Для этого случая возмущающая функция – непрерывно-дифференцируемая при всех значениях переменных.

Далее обсудим построенный радиообраз ВВ. Сигнальный образ отражает ряд характерных особенностей на доплиограммах и на вариациях амплитуды ВЧ-сигнала. К ним относятся следующие.

1. Для горизонтально распространяющихся гармонических волн в ионосфере над ионозондом положительная и отрицательная фазы вариаций ДСЧ симметричные. С ростом амплитуды ВВ происходит наклон доплиограмм в сторону уменьшения времени. При относительной амплитуде ВВ, равной 10%, появляется многолучевость. С дальнейшим ростом амплитуды интервал многолучевости расширяется и достигает десятка минут. Одновременно могут наблюдаться три луча. Ранее этот факт объяснялся с помощью модели горизонтально перемещающегося одномерного зеркала с синусоидальным профилем [37].

2. Для ВВ с профилем  $V(\theta)$  с ростом нелинейности волны положительная фаза вариаций ДСЧ уширяется и уменьшается по амплитуде, а для отрицательной – наоборот.

Для ВВ с инверсным профилем наблюдается обратная картина.

3. Для горизонтально распространяющихся ВВ имеют место интервалы фокусировки и дефокусировки сигнала. С ростом нелинейности временной интервал фокусировки уменьшается, а дефокусировки – увеличивается. При  $\Gamma = \pi/24$  амплитуда сигнала за счет фокусировки на крутом фронте волны может увеличиться в несколько раз.

4. Для вертикальных ВВ фокусирующие свойства возмущения выражены слабо.

Далее кратко обсудим возможности применения полученных результатов. Предлагаемые в работе модели нелинейных ВВ могут быть использованы при решении обратной задачи ВЧ-зондирования ионосферы путем синтеза многопараметрических ионограмм по методике, предложенной в [27, 29].

Сложность решения задачи состоит в том, что количество неизвестных велико и включает параметры как регулярной ионосферы, так и возмущения. Однако, используя априорные сведения об источниках генерации ВГВ, механизмах их распространения и связях между параметрами ВВ, число неизвестных можно сократить.

Работы, посвященные решению обратной задачи ВЧ-зондирования, в основном, используют упрощенные модели ионосферы. Отличие настоящей работы состоит в том, что в ней применяется объемная модель магнитоактивной возмущенной среды с привлечением современных глобальных моделей регулярной ионосферы, скорректированных на время проведения конкретного эксперимента. Такой подход к решению обратной задачи дополняет уже существующие методики и может использоваться для их обоснования.

Нами была отобрана регистрация биений сигнала ВЧ-иозонда, на которой наблюдалась нелинейная волна. Из анализа амплитуды биений принимаемого сигнала следует, что нелинейная волна распространялась практически горизонталь-

но. При этом периодически наблюдалась резкая фокусировка сигнала на фронте возмущения. Анализ динамических спектров ДСЧ показал, что нелинейная волна имела прямой профиль в направлении перемещения. Этот факт требует физического объяснения.

Полученные оценки параметров экспериментально наблюдаемого ВВ путем анализа биений ВЧ-сигнала не противоречат существующим в литературе данным.

### 25.1.5. Основные результаты

1. Разработана компьютерная программа, позволяющая рассчитать характеристики радиосигналов иозонда декаметровых волн, отраженных от трехмерно-неоднородной магнитоактивной ионосферы с ВВ.

Показано, что для моделирования ВВ электронной концентрации, обусловленных прохождением нелинейных ВГВ на ионосферных высотах, может быть использовано точное решение нелинейного уравнения Бюргерса, а также различные комбинации функций Эпштейна.

2. Построен сигнальный образ нелинейных волновых возмущений, позволяющий идентифицировать тип наблюдаемого возмущения. Характерные признаки отклика сигнала на ВВ следующие: имеет место значительная разница во временных интервалах положительной и отрицательной фаз вариаций ДСЧ, которые меняются местами при изменении профиля волны на противоположный; при горизонтальном движении ВВ имеют место резкая фокусировка сигнала на крутом фронте волны, которая сменяется плавно протекающей дефокусировкой; для вертикального ВВ фокусировка мала.

3. Для наблюдаемой нелинейной волны установлен вид профиля относительно направления перемещения; профиль ВВ наклонен в сторону, противоположную движению.

Путем синтеза доплионограммы и вариаций амплитуды биений ВЧ-сигнала получены оценки параметров ВВ. Оказалось, что при наиболее вероятной скорости движения ВВ  $v_h \approx 150$  м/с имеет место сильное возмущение с  $(\Delta N/N_0)_{\max} \approx 25\%$ .

### Литература

1. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
2. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1999. – Т. 42, № 1. – С.3 – 25.
3. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974. – 256 с.
4. Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982 – 1995 // Ann. Geophysicae. – 1996. – V. 14. – Pp. 917 – 940.
5. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 3. – С. 4 – 35.
6. Лебле С. Б. Волноводное распространение нелинейных волн в стратифицированных средах. – Л.: ЛГУ, 1988. – 192 с.
7. Walterscheid R. L., Schubert G. Nonlinear evolution of an upward propagation gravity wave: overturning, convection, transience and turbulence // J. Atmos. Sci. – 1990. – V. 47. – Pp. 101 – 125.
8. Huang C. S., Li J. Weak nonlinear theory of the ionospheric gravity waves in the F-region // J. Atmos. Terr. Phys. – 1991. – V. 53, No 10. – Pp. 903 – 913.
9. Некрасов А. К. Нелинейная теория стабилизации квазимонохроматической внутренней гравитационной волны // Геомагнетизм и аэрномия. – 1993. – Т. 33, № 4. – С.119 – 126.

10. Некрасов А. К., Шалимов С. Л. Нелинейное возмущение в F-области ионосферы под действием внутренней гравитационной волны // Геомагнетизм и аэрномия. – 1994. – Т. 34, № 1. – С. 85 – 91.
11. Mobbs S. D. A numerical investigation of nonlinear internal gravity waves and their influence on the mean flow // Ann. Geophysicae. – 1987. – V. 5. – Pp. 197 – 208.
12. Кшевецкий С. П. Сравнение аналитической модели нелинейных внутренних волн с численными экспериментами // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. – 1998. – Т. 34, № 3. – С. 317 – 326.
13. Кшевецкий С. П. Моделирование распространения внутренних гравитационных волн в газе // Журнал вычисл. мат. и матем. физ. – 2001. – Т. 41, № 2. – С. 295 – 310.
14. Кшевецкий С. П. Численное моделирование нелинейных внутренних гравитационных волн // Журнал вычисл. мат. и матем. физ. – 2001. – Т. 41, № 2. – С. 1884 – 1859.
15. Кшевецкий С. П., Гаврилов Н. М. Вертикальное распространение нелинейных гравитационных волн и их разрушение в атмосфере // Геомагнетизм и аэрномия. – 2003. – Т. 43, № 1. – С. 74 – 82.
16. Zhang S. D., Li F. A numerical study of nonlinear propagation of a gravity wave packet in compressible atmosphere // J. Geophys. Res. – 1999. – V. 104. – Pp. 14261 – 14270.
17. Zhang S. D., Li F., Wang J. F. The nonlinear effects on the characteristics of gravity wave packets: dispersion and polarization relations // Ann. Geophysicae. – 2000. – V. 18. – Pp. 1316 – 1324.
18. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское зондирование естественно возмущенной средней атмосферы // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 3. – С. 209 – 226.
19. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 96 – 105.

20. Афраймович Э. Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. – М.: Наука, 1982. – 198 с.

21. Reinisch B. W. New techniques in ground-based ionospheric sounding and studies // *Radio Sci.* – 1986. – V. 21, No 8. – С. 331 – 341.

22. Munro G. H. Travelling ionospheric disturbances in the F-region // *Aust. J. Phys.* – 1958. – V. 11, No 1. – Pp. 91 – 98.

23. Jacobson A. R., Carlos R. C. Coherent-array HF Doppler sounding of traveling ionospheric disturbances: I. Basic technique // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1989. – V. 51, No 4. – Pp. 297 – 309.

24. Galushko V. G., Beley V. S., Koloskov A. V., Yampolski Yu. M., Reinisch B. W., Pazukhov V. V., Foster J. C., Erickson P. J. Frequency-and-angular HF sounding and VHF ISR diagnostics of TIDs // *Radio Sci.* – 2003. – V. 38, No 6. – Pp. 1102 – 1113.

25. Paul A. K., Smith G. H., Wright J. W. Ray-Tracing synthesis of ionogram observation of a large local disturbance in the ionosphere // *Radio Sci.* – 1968. – V. 3, No 1. – Pp. 15 – 26.

26. Варшавский И. И., Калихман А. Д. Исследование особенностей на ионограммах с многолучевостью // *Ионосферные исследования.* – 1988. – № 45. – С. 5 – 10.

27. Pushin V. F., Kostrov L. S. 3-D Ray-tracing synthesis of multiparameter ionograms as obtained by digital sounders in a disturbed ionosphere // *Telecom. and Radio Engineering.* – 1999. – V. 53, No 2. – Pp. 58 – 64.

28. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф. Некоторые особенности распространения декаметровых радиоволн при моностатическом зондировании нестационарной ионосферы // *Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка.* – 2002. – № 570, вип. 2. – С. 188 – 191.

29. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф. Синтез доплионограмм моностатического зондирования возмущенной ионосферы декаметровыми волнами // *Вісник Харківського національного*

університету. *Радіофізика та електроніка.* – 2004. – № 622, вип. 1. – С. 64 – 68.

30. Пушин В. Ф., Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П. Пространственная адаптация глобальной модели электронной концентрации ионосферы при помощи сигналов навигационных ИСЗ, принимаемых в одном измерительном пункте // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1995. – Т. 35, № 2. – С. 46 – 53.

31. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1990. – 344 с.

32. Rawer K. *Wave propagation in the ionosphere.* – London. UK: Kluwer Acad. Publ., 1993.

33. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. – М.: Наука, 1973. – 344 с.

34. Chiu Y. T. An improved phenomenological model of ionospheric density // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1975. – V. 37, No 10. – Pp. 1563 – 1570.

35. Tedd B. L., Strageways H. J., Jones T. B. The influence of large-scale TIDs on the bearing of geographically spaced HF transmissions // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1984. – V. 46, No 2. – Pp. 109 – 117.

36. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 304 с.

37. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. – М.: Мир, 1973. – 502 с.

## 25.2. Эффекты распространения солитоноподобных волн плотности

Теоретическое изучение возможности существования нелинейных стационарных (уединенных) волн в атмосфере Земли началось несколько десятилетий тому назад [1 – 5]. Эффекты таких волн на ионосферных высотах обсуждаются в работах [6 – 8]. Важно, что авторами [7] наблюдались уединенные волны электронной концентрации  $N$  после магнитной суббури. Для наблюдений использовалась сеть ионозондов.

Практически одномерные (вытянутые по долготе) уединенные волны в нейтральной атмосфере генерируются при мощных энерговыделениях в авроральной области (широты около  $70^\circ$ ). Мощность, инжектируемая в авроральную атмосферу, достигает  $10^{11} - 10^{12}$  Вт. Продолжительность инжекции  $10^3 - 10^5$  с. Вбрасываемая энергия составляет  $10^{14} - 10^{17}$  Дж. Лишь незначительная часть этой энергии преобразуется в энергию волн. Тем не менее, ее достаточно для генерации нелинейных волн с относительной амплитудой  $\delta N = |\Delta N|/N_0 \approx 0,3 - 0,7$ . Например, в [7] она составляла  $0,4 - 0,5$  на высотах  $z \approx 200 - 300$  км. Важно, что  $\Delta N < 0$ .

Кроме больших амплитуд, нелинейная волна обладает и повышенной скоростью. Для пакетов внутренних гравитационных волн (ВГВ) скорость линейных волн не превышает  $0,3 - 0,7$  км/с, соответственно для высот  $z \sim 100 - 300$  км. Для нелинейных ВГВ она составляет  $0,8 - 1,4$  км/с. В работе [7] она была близка к  $0,7 - 1$  км/с, продолжительность волнового процесса – к 60 мин, направление перемещения волны – к экваториальному. Недостаточная плотность ионозондов не позволила авторам [7] точнее определить параметры уединенной волны и строго доказать, что она действительно была нелинейной. Неопределенной оказалась и ее форма. Ясно было, что имело место отрицательное возмущение  $N$ , которому, возможно, сопутствовали передний и задний “хвосты” с  $\Delta N > 0$  и меньшей в  $2 - 3$  раза амплитудой.

Новый всплеск интереса к нелинейным пакетам ВГВ возник недавно [9, 10]. В этих работах при помощи компьютеров численно изучались нелинейные эффекты, сопутствовавшие распространению пакетов ВГВ. Показано, что дисперсионные и поляризационные характеристики нелинейных и линейных волн близки между собой.

Особый интерес представляют экспериментальные исследования уединенной волны, сопровождавшей магнитную суббурю 29 – 30 октября 2003 г. [11, 12]. Для наблюдения исполь-

зовалась сеть стационарных приемных станций сигналов навигационной системы GPS. Измерялось полное электронное содержание (ПЭС)  $I$  в ионосфере. Как оказалось, во время главной фазы бури 30 октября 2003 г. над территорией США возникло крупномасштабное перемещающееся ионосферное возмущение. Его параметры следующие: направление движения с северо-востока на юго-запад США, возмущение без изменения формы прошло расстояние в  $4,5$  тыс. км со скоростью  $1,4$  км/с,  $\delta_N \leq 0,5$ ,  $\Delta N < 0$ . По соседству с отрицательным провалом в  $I$  находились два положительных всплеска  $I$  с амплитудой примерно в два раза меньше.

Таким образом, можно констатировать, что к настоящему времени выполнены определенные теоретические исследования уединенных волн в атмосфере Земли. Эти волны вряд ли достаточно точно описываются классическим уравнением Кортевега–де Вриза (КдВ) (см. также [8]). Об этом же свидетельствуют и результаты наблюдений [7, 11, 12]. Экспериментальные исследования уединенных волн существенно отстают от теоретических – известно лишь два случая описания таких волн [7, 11].

Учитывая все возрастающую роль нелинейных процессов и волн в различных науках и в физике ионосферы, в частности, целесообразны комплексные исследования нелинейных уединенных волн в околоземной среде. Для этого необходимо привлечение всего арсенала методов наблюдения волновых возмущений.

Одним из высокочувствительных и эффективных методов наблюдения кратковременных процессов в околоземной плазме, как известно (см., например, [13]), является метод доплеровского зондирования. Для реализации этого метода используются доплеровские радары декаметрового диапазона, цифровые ионозонды с доплеровскими измерениями и т.п.

Представляет интерес изучение возможностей применения доплеровских радаров (ионозондов) декаметрового диапазона

для выделения нелинейных уединенных волн в ионосфере. Эти инструменты хорошо зарекомендовали себя при изучении как линейных (см., например, [13 – 18]), так и нелинейных (см., например, [19, 20]) волновых возмущений.

Цель раздела 25.2 – изложение результатов компьютерного моделирования эффекта Доплера ионосферных радиосигналов декаметрового диапазона при моностатическом зондировании, вызванного распространением нелинейной уединенной волны электронной концентрации в околоземной плазме.<sup>1</sup>

### 25.2.1. Модель среды и возмущений

Моделированию подлежат возмущения  $\Delta N$  в виде уединенных волн. При моделировании нами использовались решения эталонных уравнений теории нелинейных волн: уравнения КдВ и НуШ. Представим электронную концентрацию в виде  $N = N_0(1+\phi)$ , где  $N_0$  – концентрация регулярной ионосферы,  $\phi$  – возмущающая функция. Как и в [21], регулярное распределение электронной концентрации  $N_0(\vec{r}, t)$  задается глобальной моделью Ching-Chiu. Используя решение уравнения КдВ, представим  $\phi(\vec{r}, t)$  в виде:

$$\phi(\xi, t) = \delta_N(z) \operatorname{ch}^{-2} \left( \frac{\xi - ut}{0,46a} \right), \quad (25.7)$$

где  $\xi$  – координата, отсчитываемая в направлении движения волны,  $t$  – время,  $u$  – скорость движения,  $a$  – размер возмущения на уровне  $e^{-1}$ ,  $\delta_N(z)$  – распределение относительного возмущения по высоте. При использовании решения НуШ представим  $\phi(\vec{r}, t)$  в виде:

<sup>1</sup> Раздел 25.2 написан на основе работы: Пушин В. Ф., Черногор Л. Ф. Эффект Доплера ионосферных радиосигналов, вызванный распространением нелинейной уединенной волны плотности // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2007. – Т. 12, № 11. – С. 33 – 40.

$$\phi(\xi, t) = \delta_N(z) \operatorname{ch}^{-1} \left( \frac{\xi - ut}{0,3a} \right) \cos[k(\xi - vt) + \psi_0], \quad (25.8)$$

где  $v = \omega/k$  – фазовая скорость волны,  $\omega$  – частота,  $k$  – волновое число,  $\psi_0$  – начальная фаза. Распределение относительного возмущения по высоте зададим в виде:

$$\delta_N(z) = \delta_{\max} \exp \left( - \left( \frac{z - z_0}{H} \right)^2 \right), \quad (25.9)$$

где  $\delta_{\max}$  – максимум относительного возмущения,  $z_0$  – высота максимума,  $H$  – полутолщина слоя.

На рис. 25.11 приведены модельные дневной и ночной вертикальные профили электронной концентрации, используемые при расчетах.

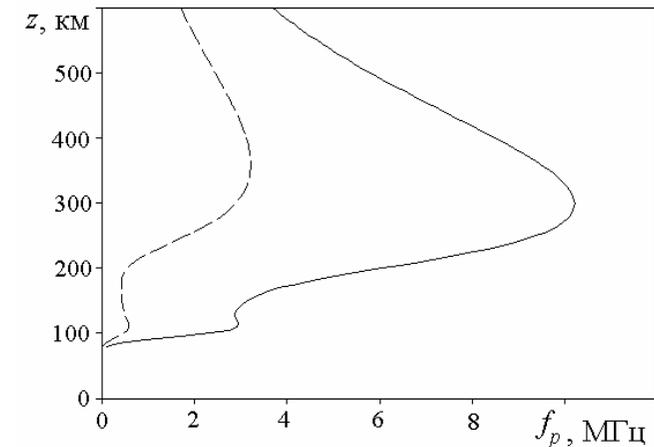


Рис. 25.11. Высотные профили электронной концентрации; зима, полдень (сплошная кривая), полночь (пунктир), число Вольфа  $W = 100$

Из рис. 25.11 следует, что значение дневной критической частоты слоя F2 –  $f_0F2 \approx 10$  МГц, ночной –  $f_0F2 \approx 3$  МГц. Исходя из этого, частоты зондирующего сигнала для дня выбирались  $f = 4$  и  $7$  МГц, а для ночи –  $f = 2,2$  МГц. Модельные про-

фили уединенной волны показаны на рис. 25.12. Далее при расчетах для простоты будем полагать  $u = v = 1,4$  км/с. Параметры в (25.9) следующие:  $z_0 = 220$  км и  $H = 80$  км.

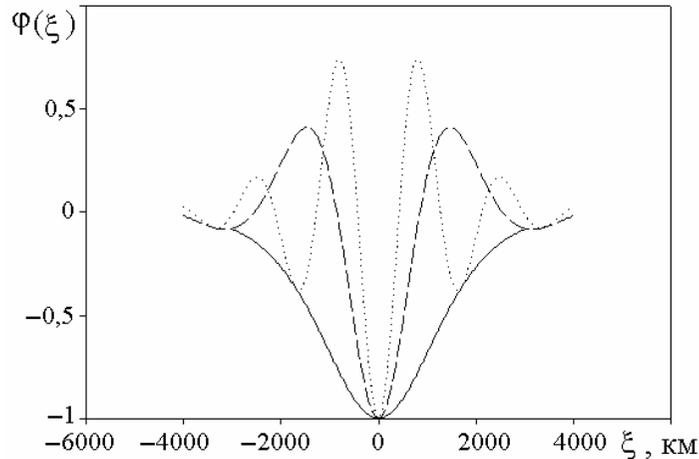


Рис. 25.12. Пространственные профили солитона: решение уравнения КдФ (сплошная кривая), решение НуШ при длине волны  $\Lambda = a$  (пунктир) и  $\Lambda = a/2$  (точки)

### 25.2.2. Результаты компьютерного моделирования

Результаты измерений ДСЧ методом вертикального ВЧ-зондирования, проводимые регулярно в Харьковском национальном университете имени В. Н. Каразина, показывают наличие ограниченных по продолжительности (менее часа) вариаций частоты. Измерения в одном пункте не позволяют определить скорость перемещения возмущения и, соответственно, его размеры. Поэтому при моделировании вариаций характеристик зондирующего радиосигнала будем использовать значения параметров возмущений, полученных другими методами и приведенными в литературе. Будем рассматривать крупномасштабные возмущения с размерами  $a \geq 1$  тыс. км,

скоростями  $u \geq 1$  км/с и  $\delta_{\max} = 10 - 50$  %, перемещающиеся без заметного изменения профиля.

Цель компьютерного моделирования состоит в том, чтобы при наличии экспериментальных данных путем подбора модели и параметров возмущения получить расчетный эффект, согласующийся с экспериментальным. При отсутствии соответствующих данных, результаты моделирования представляют собой прогноз ожидаемого эффекта. При моделировании используется методика синтеза многопараметрических ионограмм, предложенная в [21, 22].

На рис. 25.13 и 25.14 приведены временные вариации ДСЧ для дня и ночи, различных профилей уединенной волны и  $\delta_{\max} = 10, 30$  и  $50$  %. Частота зондирующего сигнала –  $f = 4$  МГц. Момент времени  $t = 0$  соответствует прохождению максимума огибающей уединенной волны над ионозондом.

Для решений уравнения КдВ и НуШ характерно увеличение скорости перемещения волны с ростом  $\delta_{\max}$ . В этом случае амплитуды ДСЧ для  $\delta_{\max} = 10$  и  $30$  % будут несколько меньше расчетных. В ночные часы возрастает отношение амплитуд  $H$ - и  $O$ -компонент по сравнению с дневными часами за счет уменьшения поглощения. Однако расчеты показали, что частотное разделение  $O$ - и  $H$ -компонент при прохождении крупномасштабной уединенной волны малó.

Временные вариации ДСЧ для дня при  $f = 7$  МГц приведены на рис. 25.15. Из рисунка видно, что для  $\delta_{\max} = 50$  % амплитуда ДСЧ резко возрастает за счет приближения критической частоты возмущенного слоя к частоте зондирующего сигнала. На рис. 25.13а – 25.15а приведены нормированные временные вариации возмущений электронной концентрации  $\Delta N/\Delta N_{\max}$  над ионозондом при прохождении уединенных волн различных профилей.

Приведенные результаты показывают, что крупномасштабные возмущения вызывают вариации ДСЧ, похожие на те, которые могут быть вызваны среднимасштабными ( $a \sim 100$

км) возмущениями. При моностатическом доплеровском зондировании появляется задача разделения этих видов возмущений. Для этого необходимы или пространственно-разнесенный прием, или измерение дополнительной характеристики сигнала, например, временных вариаций амплитуды биений.

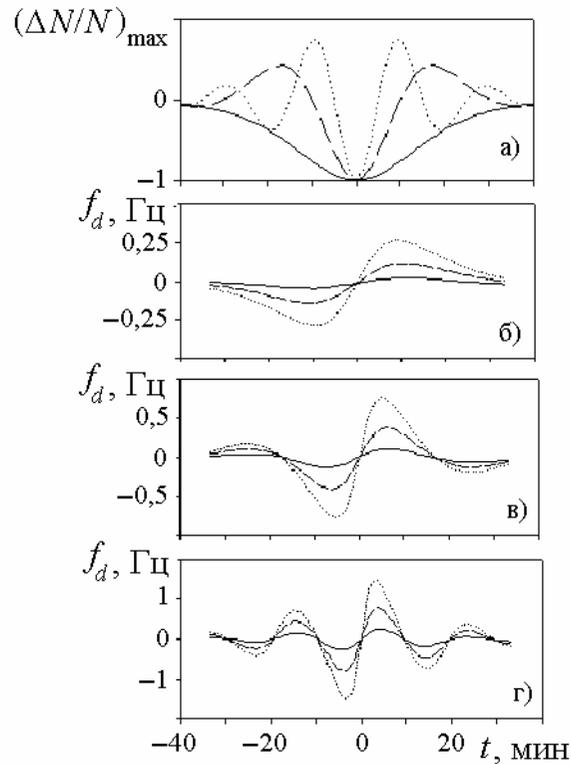


Рис. 25.13. Временные вариации  $\Delta N/\Delta N_{\max}$  (а) и ДСЧ для солитона с профилями, приведенными на рис. 25.12 (б – для профиля в виде сплошной кривой, в – пунктирной кривой, г – точек), перемещающегося к экватору. Параметры солитона: горизонтальная протяженность на уровне  $1/e$  –  $a = 3,4$  тыс. км, вертикальный масштаб – 200 км, высота максимума  $\delta_N(z) - 220$  км,  $\delta_{N\max} = 10\%$  (сплошная кривая),  $30\%$  (пунктир),  $50\%$  (точки), скорость перемещения –  $V = 1400$  м/с;  $O$ -компонента, частота зондирующего сигнала –  $f = 4$  МГц; дневные условия

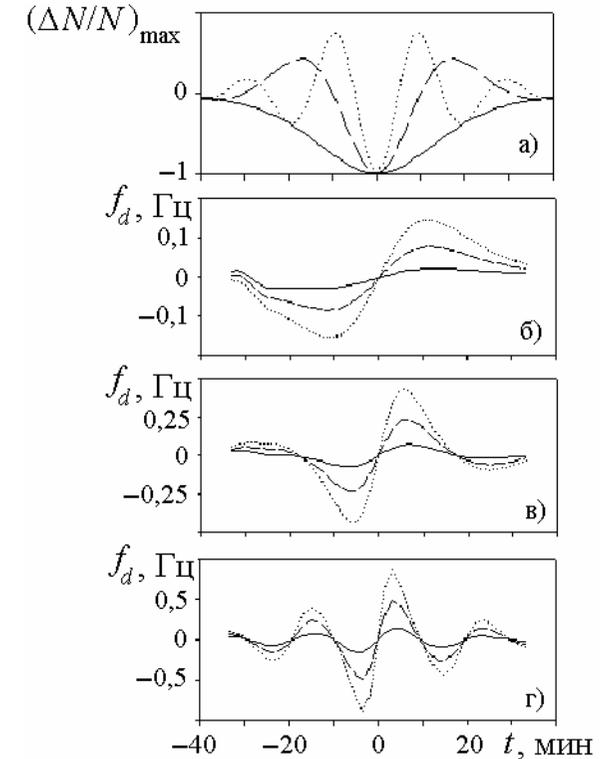


Рис. 25.14. Временные вариации  $\Delta N/\Delta N_{\max}$  и ДСЧ для солитона с профилями, приведенными на рис. 25.12, частота зондирующего сигнала  $f = 2,2$  МГц; ночные условия

На рис. 25.16 приведены временные вариации фактора фокусировки (ФФ) для уединенной волны и маскирующего ее среднemasштабного возмущения с тем же периодом волны. Из рисунка видно, что уединенная волна практически не фокусирует (не дефокусирует) радиоволну, в то время как среднemasштабное возмущение приводит к относительному изменению амплитуды приблизительно в полтора раза (на 3 дБ). Расчет ФФ проводился аналогично [20].

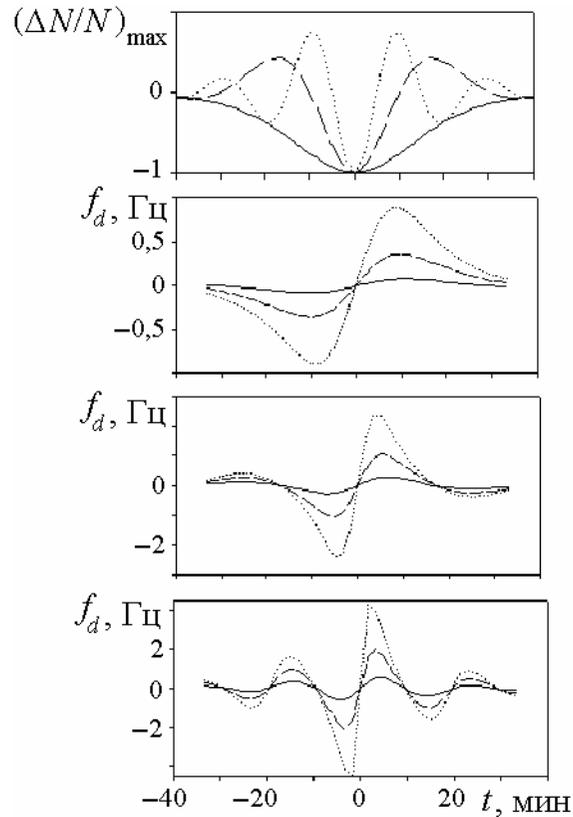


Рис. 25.15. Временные вариации  $\Delta N/\Delta N_{\max}$  и ДСЧ для солитона с профилями, приведенными на рис. 25.12, частота зондирующего сигнала  $f = 7$  МГц; дневные условия

На рис. 25.17 приведены временные вариации ФФ на частоте  $f = 7$  МГц для уединенной волны с длиной волны заполнения, равной половине ее пространственного размера, и  $\delta_{\max} = 10, 30$  и  $50$  %. При этих условиях ФФ достигает максимального значения (до 2 дБ). При меньшей частоте зондирующего сигнала и большей длине волны заполнения ФФ будет еще меньше, т.е. фокусирующими свойствами крупномасштабных уединенных волн можно пренебречь.

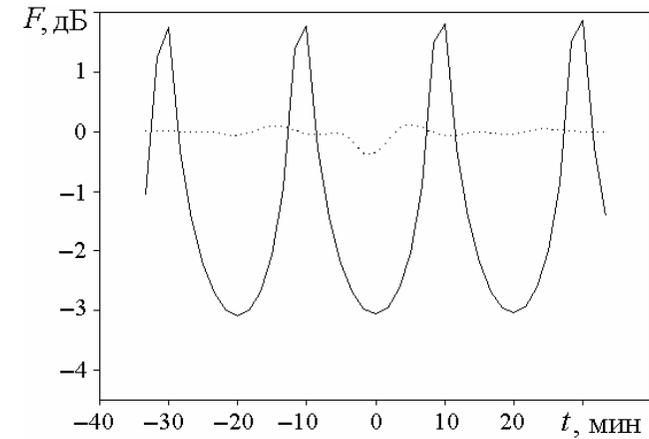


Рис. 25.16. Временные вариации ФФ для уединенной волны (точки) с профилем на рис. 25.12 (точки,  $\delta_{N_{\max}} = 50$  % и вариации ФФ для плоской неоднородной гармонической волны, движущейся горизонтально к экватору, (сплошная кривая) с параметрами:  $\Lambda = 100$  км,  $T = 20$  мин,  $\delta_{N_{\max}} = 5$  %; частота зондирующего сигнала  $f = 4$  МГц; дневные условия

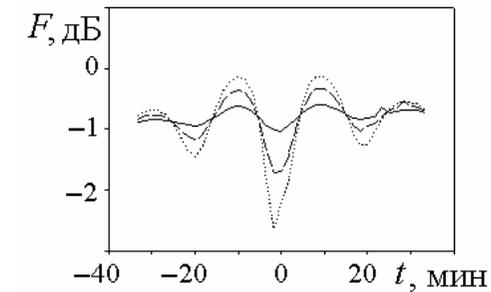


Рис. 25.17. Временные вариации ФФ зондирующего сигнала для уединенной волны с профилем на рис. 25.12 (точки),  $\delta_{N_{\max}} = 10$  % (сплошная кривая), 30 % (пунктир) и 50 %; частота зондирующего сигнала  $f = 7$  МГц; дневные условия

### 25.2.3. Результаты экспериментального исследования

*Магнитная буря 22 июля 2004 г.* Последняя декада июля 2004 г. характеризовалась существенным ростом геомагнитной

активности: имели место три рекуррентные бури. Первая из них наступила 22 июля 2004 г. ночью (с 20:00 до 24:00 UT) и характеризовалась наибольшей мощностью, которая, как известно, пропорциональна временной производной от индекса  $D_{st}$ . Для первой бури  $\dot{D}_{st\max} \approx 20$  нТл/ч (для последующих двух бурь этот параметр составлял около 10 и 10 – 20 нТл/ч соответственно). Заметим, что в июле местное время (LT), которое используется на рисунках, опережает мировое время (UT) на 3 часа.

Примерно через  $\Delta t \approx 40$  мин после достижения  $\dot{D}_{st\max}$  для первой бури наблюдалось осциллирующее ДСЧ с  $f_{d\max} \approx 0$  Гц и  $f_{d\min} \approx -1,7$  Гц (рис. 25.18). Процесс продолжался не менее 60 мин. Величина квазипериода  $T$  составила 20 – 30 мин. Такое поведение  $f_d(t)$  очень напоминало эффект от прохождения НуШ-солитона. Оценим скорость уединенной волны. Если считать, что энерговыделение происходило, как обычно, на широтах 68 – 70 с.ш., то расстояние, пройденное волной, составило 2200 – 2400 км. При  $\Delta t \approx 40$  мин это соответствовало скорости  $u \approx 0,9 – 1$  км/с. Эта скорость превышает скорость звука на высотах  $z \approx 250 – 300$  км, где она близка к 0,6 – 0,7 км/с. Амплитуда биений изменялась слабо.

Таким образом, в этом эксперименте наблюдалась, скорее всего, уединенная волна с  $\delta_N \approx -50\%$ .

*Утренний терминатор.* Примерно после 22:30 UT 22 июля 2004 г. ДСЧ становится положительным, постоянная составляющая увеличилась примерно на 1 Гц, процесс стал квазипериодическим с  $T \approx 15 – 20$  мин и амплитудой  $f_{da} \approx 0,4 – 0,5$  Гц (см. рис. 25.18).

Этот процесс наложился на предыдущий процесс, связанный с прохождением уединенной волны. Скорее всего, сдвиг постоянной составляющей  $f_d$  и колебание  $f_d(t)$  примерно после 23:00 UT вызваны утренним терминатором. Восход Солнца на высотах 300, 200 и 100 км имел место примерно в 23:00 UT,

23:40 UT 22 июля 2004 г. и 00:20 UT 23 июля 2004 г. Радиоволна с частотой 2,2 МГц в переходное время суток отражалась на высотах 250 – 350 км.

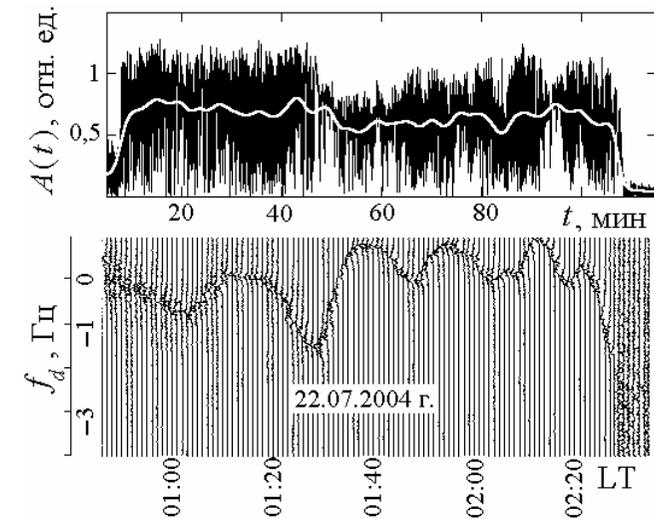


Рис. 25.18. Экспериментальные временные вариации амплитуды и ДСЧ при прохождении уединенной волны возмущения;  $O$ -компонента, частота зондирующего сигнала  $f = 2,2$  МГц

*Магнитная буря 27 – 28 июля 2004 г.* Примерно с 23:00 UT 27 июля до 01:00 UT 28 июля 2004 г. имели место резкие колебания  $D_{st}$ -индекса, скорость этих колебаний достигала 80 нТл/ч. На геомагнитный эффект наложились эффекты от утреннего терминатора, который двигался на высотах 300, 200 и 100 км примерно в 23:10 UT 27 июля, 00:00 UT и 00:40 UT 28 июля 2004 г. Возникли сильные квазипериодические вариации  $f_d(t)$  с  $T \approx 40$  мин,  $f_{da} \approx 0,8 – 0,9$  Гц и продолжительностью  $\Delta T$  около 2 часов (всего три квазипериода) (рис. 25.19).

При таких  $f_{da}$  значения  $\delta_N \approx 0,5 – 0,6$ . Амплитуда биений в этом интервале времени почти не изменялась. Добавим, что передний фронт возмущений  $f_d(t)$  был примерно на 10 % коро-

че заднего фронта. Это, как известно, является признаком нелинейности волны.

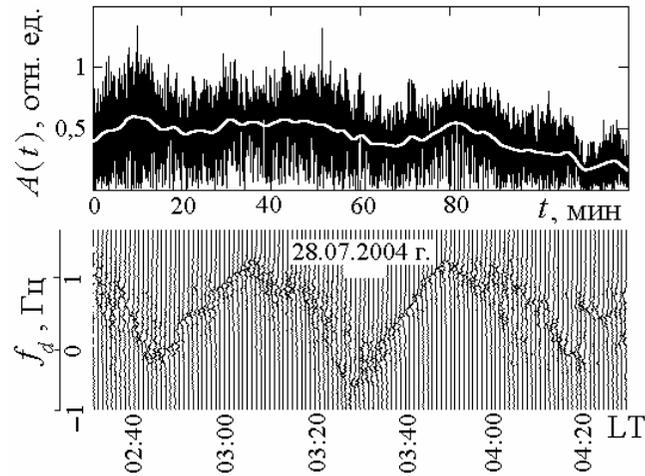


Рис. 25.19. Экспериментальные временные вариации амплитуды и ДСЧ при прохождении уединенной волны возмущения;  $O$ -компонента, частота зондирующего сигнала  $f = 2,2$  МГц

Таким образом, есть определенные основания считать, что и в этом случае наблюдалась крупномасштабная уединенная нелинейная волна.

*Уединенная волна в октябре 1999 г.* Зависимости  $f_d(t)$  и  $A(t)$  показаны на рис. 25.20. Эта волна состояла из 3 – 4 полуволн. Важно, что  $A(t) \approx \text{const}$ . Поэтому волна относится, скорее всего, к уединенным и описывается решением НуШ с  $\Delta N > 0$ . Величина  $f_{da} \approx 0,25$  Гц соответствует  $\delta_N \approx 0,2$ .

*Среднемасштабное волновое возмущение.* Для сравнения опишем волновой процесс, который наблюдался 26 июля 2004 г. примерно с 20:00 до 21:00 UT (рис. 25.21). Ему предшествовала спокойная магнитная обстановка (индекс  $K_p \approx 2 - 3$ ,  $D_{st} \approx -50$  нТл). Величина квазипериода составляла около 30 мин,  $f_{da} \approx 0,3$  Гц, а  $\delta_N \approx 0,2 - 0,25$ . Важно, что колебаниям

$f_d(t)$  соответствовали колебания  $A(t)$ . Поэтому такие волновые возмущения следует отнести к среднемасштабным. Вызваны они, скорее всего, прохождением вечернего терминатора. Об этом свидетельствует и небольшое отрицательное (около  $-0,2$  Гц) смещение постоянной составляющей ДСЧ в интервале времени 20:00 – 21:00 UT. Терминатор имел место около 18:50, 19:30 и 20:10 UT для высот 100, 200 и 300 км соответственно. Волна в переходное время суток отражалась в диапазоне высот 200 – 300 км. Добавим, что подобные волновые возмущения часто сопровождают прохождение солнечного терминатора.

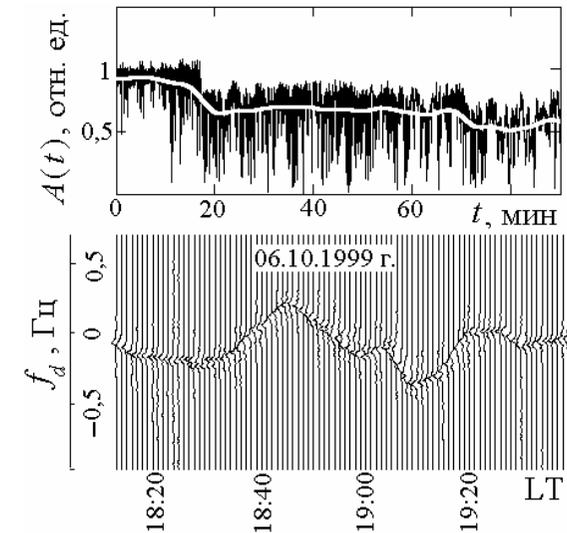


Рис. 25.20. Экспериментальные временные вариации амплитуды и ДСЧ при прохождении уединенной волны возмущения;  $O$ -компонента, частота зондирующего сигнала  $f = 3,7$  МГц

#### 25.2.4. Обсуждение результатов

Генерация в атмосфере и ионосфере одномерных уединенных волн относится к достаточно редким событиям. При этом

источник энерговыделения должен быть сильно вытянутым вдоль одной из координат. По-видимому, такой случай реализуется в отдельные периоды некоторых геокосмических бурь, что и наблюдалось авторами [7, 11, 12]. Скорее всего, подобные уединенные волны обнаружены нами во время магнитных бурь в последнюю декаду июля 2004 г. (см. выше).

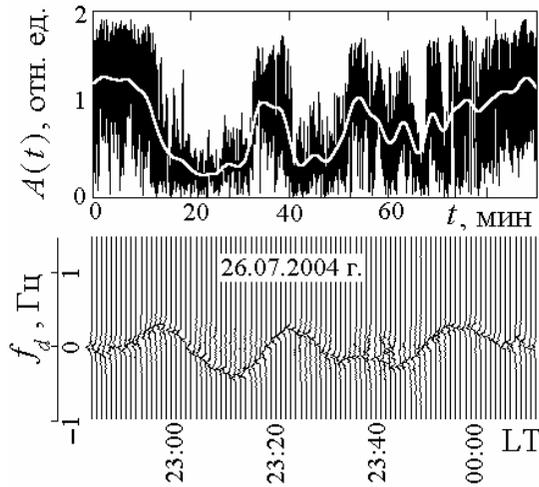


Рис. 25.21. Экспериментальные временные вариации амплитуды и ДСЧ при прохождении уединенной волны возмущения;  $O$ -компонента, частота зондирующего сигнала  $f = 2,2$  МГц

Вторым, протяженным (точнее, глобальным в одном направлении) и регулярно действующим источником энерговыделения является солнечный терминатор. Нет причин, по которым он не мог бы генерировать одномерные уединенные волны.

Энергетика солнечного терминатора достаточно велика – на высотах 200 – 300 км изменение внутренней энергии газа составляет соответственно  $E_T \approx 10^{13} - 10^{12}$  Дж, мощность этого процесса –  $P_T \approx 10^{10} - 10^9$  Вт. Конечно, по энергетике действие солнечного терминатора в F-области ионосферы на 2 – 4 по-

рядка уступает действию аврорального источника возмущений. Зато в E-области  $E_T \approx 10^{14} - 10^{15}$  Дж,  $P_T \approx 10^{11} - 10^{12}$  Вт, что вполне сопоставимо с энергетикой аврорального источника. По-видимому, в E-области ионосферы волновые возмущения солнечным терминатором должны генерироваться достаточно эффективно. За счет наличия вертикальной составляющей эти волны распространяются не только в горизонтальном, но и в вертикальном направлениях.

Следует иметь в виду, что без учета рекомбинации электронов  $\delta_N(z) \approx \delta_N(z_0)(\rho(z_0)/\rho(z))^{1/2}$ , где  $\rho$  – плотность газа. Для  $z_0 \approx 100$  км,  $z \approx 300$  км имеем  $\delta_N(100)/\delta_N(300) \approx 10^{-2}$ . При  $\delta_N(100) \approx 10^{-3}$  имеем  $\delta_N(300) \approx 0,1$ . Такие возмущения  $N$  при помощи радиофизических методов оказываются практически ненаблюдаемыми в E-области, зато они хорошо обнаруживаются в F-области ионосферы. Учет рекомбинации электронов и магнитного поля заметно усложняют высотную зависимость  $\delta_N(z)$  [23].

Таким образом, уединенные волны, вызванные солнечным терминатором, могут генерироваться как в E-, так и в F-областях ионосферы, однако их относительная амплитуда  $\delta_N$  редко достигает 0,1 – 0,2. Такие волны вряд ли можно отнести к нелинейным, так как  $\delta_N \ll 1$  [23]. Вот почему уединенные волны, генерируемые солнечным терминатором, если и наблюдаются, то весьма редко, когда их  $\delta_N \geq 0,3$ .

Далее обсудим, какая из моделей нелинейных волн ближе к результатам наблюдений. В работах [6 – 8] изучается возможность существования КдВ-солитона. Однако атмосфере (и ионосфере) на высотах не менее 100 км более свойственны периодические процессы, чем аperiodические. Это связано с тем, что газ в поле тяжести Земли является колебательной системой, в которой легко возбуждаются колебания с круговой частотой  $\omega \leq \omega_B$  – частота Брента–Вяйсяля. Огибающая такого колебательного процесса вполне может иметь колоколообраз-

ную форму и, в частности, близкую к солитону огибающей, описываемому решением НуШ.

Таким образом, уединенная волна может содержать основную полуволну и две боковые с меньшей амплитудой, две основных полуволны разной полярности и по две боковые полуволны также разной полярности, одну основную волну и по две боковых с полуволнами разной полярности и т.д. В любом случае при ударном воздействии на колебательную систему должны генерироваться так называемые сверхширокополосные сигналы или процессы  $s(t)$ , основное свойство которых сводится к выполнению следующего равенства (см., например, [24, 25]):

$$\int_{\Delta T} s(t) dt = 0.$$

Очевидно, что КдВ-солитоны не удовлетворяют такому условию.

Основные параметры выявленных нами уединенных волн (профиль волны, длительность цуга, квазипериод, амплитуда колебаний, скорость перемещения) хорошо согласуются с имеющимися немногочисленными результатами наблюдений. Это свидетельствует в пользу того, что нами действительно наблюдались крупномасштабные нелинейные уединенные волны электронной концентрации в ионосфере.

### 25.2.5. Основные результаты

1. Для решения эталонных уравнений КдВ и НуШ проведено компьютерное моделирование ДСЧ и ФФ сигнала ВЧ-иозонда моноэлектронного зондирования при распространении в ионосфере нелинейных уединенных волн электронной концентрации.

2. Проанализированы вариации временных зависимостей ДСЧ и ФФ при изменении профиля уединенной волны, ее амплитуды и протяженности в пространстве, частоты и поляри-

зации радиоволны, а также модели профиля электронной концентрации.

3. Показано, что ДСЧ и в дневное, и в ночное время превышает обычно 0,1 Гц, что позволяет уверенно регистрировать уединенные волны.

4. Одновременный анализ временных зависимостей ДСЧ и ФФ (амплитуды биений) позволяет разделить эффекты среднemasштабных ( $a \approx 100 - 1000$  км) квазипериодических и крупномасштабных ( $a \approx 1000 - 5000$  км) возмущений  $N$ . К последним относятся и возмущения, производимые прохождением уединенных волн.

5. В результате анализа банка экспериментальных данных, созданного в ХНУ имени В. Н. Каразина, выявлены уединенные волны, распространяющиеся в ионосфере. Одни из них связаны с усилением магнитной активности, другие – с прохождением солнечного терминатора. Параметры уединенных волн при этом существенно отличались.

6. Полученные из наблюдений параметры уединенных волн близки к параметрам крупномасштабных волн, найденных в немногочисленных экспериментах другими авторами.

7. Обсуждена роль солнечного терминатора в генерации уединенных волн.

8. Обосновано, что наблюдаемые уединенные волны в области F ионосферы лучше описываются решением НуШ, чем решением уравнения КдВ.

### Литература

1. Shen M. C. Solitary waves in an atmosphere with arbitrary winds and density profiles // Phys. Fluids. – 1966. – V. 9, No 10. – Pp. 1944 – 1950.
2. Сохов Т. З., Гутман Л. Н. О мезометеорологических уединенных волнах // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1968. – Т. 4, № 3. – С. 271 – 282.

3. Афашагов М. С. Расчет нелинейных внутренних волн в двухслойной атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1970. – Т. 6, № 8. – С. 763 – 770.

4. Леонов А. И., Миропольский Ю. З. К теории нелинейных внутренних волн установившегося вида // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1975. – Т. 11, № 5. – С. 491 – 502.

5. Пелиновский Е. Н., Романова Н. Н. Нелинейные стационарные волны в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1977. – Т. 13, № 11. – С. 1169 – 1174.

6. Савина О. И., Ерухимов Л. М. О возможности существования уединенной внутренней гравитационной волны в безграничной изотермической атмосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. – 1981. – Т. 21, № 4. – С. 679 – 682.

7. Деминова Г. Ф., Деминов М. Г., Ерухимов Л. М., Савина О. Н., Юдович Л. А. Об уединенной внутренней гравитационной волне в области F ионосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1982. – Т. 22, № 2. – С. 211 – 215.

8. Данов К. Д. Об одной модели уединенных внутренних гравитационных волн в безграничной изотермической атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1989. – Т. 29, № 2. – С. 342 – 344.

9. Zhang S. D., Li F. A numerical study of nonlinear propagation of a gravity wave packet in compressible atmosphere // J. Geophys. Res. – 1999. – V. 104. – Pp. 14261 – 14270.

10. Zhang S. D., Li F., Wang J. F. The nonlinear effects on the characteristics of gravity wave packets: dispersion and polarization relations // Ann. Geophysicae. – 2000. – V. 18. – Pp. 1316 – 1324.

11. Афраймович Э. Л., Воейков С. В. Экспериментальное доказательство существования уединенной внутренней гравитационной волны в атмосфере Земли во время мощной магнитной бури 30.10.2003 г. // ДАН. – 2004. – Т. 399, № 5. – С. 683 – 686.

12. Афраймович Э. Л., Бузевич А. В., Живетьев И. В. Крупномасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения во

время большой магнитной бури 29 – 30 октября 2003 г. по данным камчатской сети станций GPS // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2005. – Т. 45, № 1. – С. 1 – 4.

13. Намазов С. А. Доплеровское смещение частоты при ионосферном распространении декаметровых радиоволн (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, № 4. – С. 473 – 500.

14. Афраймович Э. Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. – М.: Наука, 1982. – 198 с.

15. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование естественно-возмущенной средней ионосферы // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 3. – С. 209 – 226.

16. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 3. – С. 227 – 246.

17. Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 2. – С. 143 – 162.

18. Бочкарев В. В., Петрова И. Р., Теплов В. Ю. Эффекты магнитной бури 29 – 31 октября 2003 г. на среднеширотных КВ-радиотрассах (по данным доплеровских измерений) // Космические исследования. – 2004. – Т. 42, № 6. – С. 640 – 644.

19. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 96 – 105.

20. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Моделирование вариаций характеристик радиосигналов ионозондов декаметрового диапазона, вызываемых движением нелинейных внутренних гравитационных волн в атмосфере Земли // Успехи современной радиоэлектроники. – 2006. – № 7 (в печати).

21. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф. Синтез доплионограмм моностатического зондирования возмущенной ионосферы декаметровыми волнами // Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 622, вип. 1. – С. 64 – 68.

22. Pushin V. F., Kostrov L. S. 3-D Ray-tracing synthesis of multiparameter ionograms as obtained by digital sounders in a disturbed ionosphere // Telecom. and Radio Engineering. – 1999. – V. 53, № 2. – Pp. 58 – 64.

23. Бурмака В.П., Таран В.И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 3. – С. 4 – 35.

24. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. – 192 с.

25. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения кратковременных знакопеременных и сверширокополосных процессов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2004. – Т. 9, № 9/10. – С.31 – 62.

### 25.3. Эффекты распространения кноидальных волн плотности

В последнее время стало ясно, что качественно новое и более глубокое понимание процессов в атмосфере и геокосмосе невозможно без системного подхода к объекту Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера [1 – 5]. Этот объект представляет собой открытую динамическую нелинейную систему с многочисленными прямыми и обратными связями.

Важную роль во взаимодействии подсистем играют волновые процессы. Высокоэнергетические источники генерируют в системе, как правило, нелинейные волны различной физиче-

ской природы. Такие волны в настоящее время изучены явно недостаточно, особенно в экспериментальном плане.

Волновые возмущения (ВВ) с периодами  $T \approx 10 - 180$  мин в ионосфере существуют почти всегда (см., например, [6, 7]). Обычно они ассоциируются с генерацией и распространением внутренних гравитационных волн (ВГВ) с периодами  $T \geq T_B$ , где  $T_B$  – период Брента–Вайсяля [8]. В F-области ионосферы  $T_B \approx 10 - 15$  мин. Сверху период ВГВ ограничен величиной  $T \approx 180$  мин. Волны с  $T > 180$  мин относятся к приливным и планетарным волнам.

Волны в нейтральной атмосфере модулируют концентрацию электронов  $N$  в ионосфере. Важно, что относительная амплитуда ВВ  $\delta_N = \Delta N/N$  может достигать значений  $0,3 - 0,7$  [6, 7]. Такие волны относятся к нелинейным [9].

Хорошо известно, что достаточно слабонелинейные волны в диспергирующей среде описываются эталонным уравнением – уравнением КдВ (см., например, [10, 11]):

$$v_t + vv_x + \beta v_{xxx} = 0. \quad (25.10)$$

Индексы здесь, как обычно, обозначают производные по времени и координатам,  $\beta > 0$  – параметр.

При ненулевых условиях на функцию и ее первые две производные на бесконечности (для бегущей переменной) стационарное периодическое решение уравнения (25.10) имеет вид:

$$v(\xi) = v_m \operatorname{cn}^2(\xi/\xi_0), \quad (25.11)$$

где  $\xi = x - ut$ ,  $x$  – координата вдоль направления движения волны,  $u$  – фазовая скорость волн,  $\xi_0 = 2(3\beta/b)^{1/2}$ ,  $v_m = -2c/u$ ,  $b = 2v_m - 3u$ ,  $c < -3u^2/2$  – константа,  $\operatorname{cn}(x)$  – эллиптический косинус (эллиптическая функция Якоби). Важно, что  $b > v_m > 0$ . Известно, что при  $v_m \ll 1$  функция  $v(\xi)$  практически не отличается от гармонической функции (косинусоиды). При  $v_m \geq 1$  функция  $v(\xi)$  – периодическая, но явно не гармоническая. Она описывает нелинейную волну, именуемую кноидальной волной (или кратко кноидой).

Рядом авторов (см., например, [12 – 16]) теоретически показано, что при определенных условиях в атмосфере могут генерироваться ВГВ в виде кноидальных волн. В силу того, что период ВВ обычно существенно превышает характерное время становления концентрации электронов (оно порядка сотен секунд), волны в нейтральном газе приводят к модуляции  $N$  в ионосфере практически по тому же закону.

Представляет интерес изучение возможности экспериментального обнаружения и изучения проявлений кноидальных волн в ионосферной плазме при помощи высокочастотных ( $f = 3 - 30$  МГц) доплеровских радаров (ионозондов), хорошо зарекомендовавших себя при исследовании как линейных (см., например, [17 – 22]), так и нелинейных (см., например, [2, 23, 24]) ВВ.

Целью раздела 25.3 является изложение результатов численного моделирования доплеровского смещения частоты и фактора фокусировки ионосферных радиосигналов декаметрового диапазона, вызванных распространением в среде кноидальных волн плотности, и сравнение результатов моделирования с данными наблюдений.<sup>1</sup>

### 25.3.1. Модель среды и возмущений

Положим, что  $N = N_0(1 + \varphi)$ . Здесь  $N_0$  – концентрация электронов в невозмущенной ионосфере. В соответствии с (25.11) представим возмущающую функцию в виде:

$$\varphi(\xi, z) = \frac{\delta_N(z)}{1-a} \left( \text{cn}^2 \left( \frac{2K}{\Lambda} \xi \right) - a \right).$$

<sup>1</sup> Раздел 25.3 написан на основе работы: Пушин В. Ф., Черногор Л. Ф. Эффекты ионосферных декаметровых радиосигналов, вызванные распространением кноидальных волн концентрации электронов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 2 (в печати).

Здесь  $z$  – высота над поверхностью Земли,  $\Lambda$  – пространственный период кноиды,  $T = \Lambda/u$  – временной период кноиды,  $K$  – четвертьпериод эллиптического косинуса. Для  $\delta_N(z)$  принималась следующая зависимость:

$$\delta_N(z) = \delta_{Nm} \exp \left( - \left( \frac{z-z_0}{H} \right)^2 \right).$$

Здесь  $z_0$  – высота,  $\delta_{Nm} = \delta_N(z_0)$ ,  $H$  – полутолщина ионосферного слоя с ВВ (полуширина ионосферного волновода). Здесь  $\delta_{Nm}$ ,  $a$ ,  $\Lambda$ ,  $K$  являются функциями параметра  $m$ , характеризующего нелинейность волны,  $0 \leq m \leq 1$ . Для  $a$  граничные условия имеют вид:  $a(0) = 1/2$ ,  $a(1) = 0$ . В качестве модельной зависимости  $a(m)$  выбираем  $a(m) = (1 - m^2)/2$ .

Заметная дисперсия ВГВ, а значит и само существование кноидальных волн, имеет место, если  $T$  не сильно отличается от  $T_B$ . В расчетах принималось, что  $T_B = 10$  мин, а  $T = 15$  и 30 мин. Таким  $T$  при скоростях  $u = 0,45$  и  $0,55$  км/с соответствовали длины ВВ 400 и 1000 км. Диапазон изменений  $\delta_{Nm}$  составлял 0,1 – 0,5. Полагалось, что  $z_0 = 220$  км,  $H = 80$  км. Параметр нелинейности кноиды выбирался из условия  $m \geq 0,5$ . Для меньших значений параметра  $m$  кноида мало отличается от гармонической волны.

Пространственно-временное распределение электронной концентрации в регулярной ионосфере  $N_0(\vec{r}, t)$  задавалось с помощью модели Ching–Chiu [25] по методике, описанной в [26]. Расчеты проводились для ночного и дневного состояний ионосферы, вертикальные профили которой приведены на рис. 25.22. При этом критическая частота F2-слоя  $f_0F2$  равнялась 10 и 3 МГц соответственно. Рабочая частота зондирующей радиоволны  $f$  для дневного времени составляла 4 и 7 МГц, а для ночного – 2,2 МГц.

Расчетные профили кноидальной волны для различных значений  $m$  показаны на рис. 25.23.

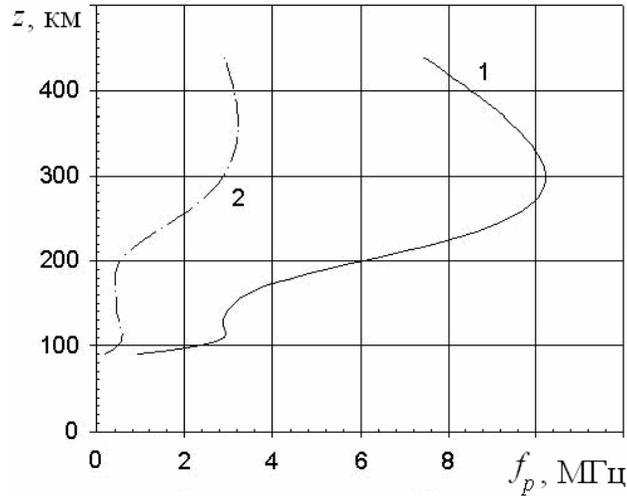


Рис. 25.22. Модельные вертикальные профили плазменной частоты электронов при высокой и низкой солнечной активности; г. Харьков; 1 – зима, день,  $W = 100$ ; 2 – ночь,  $W = 100$ . Здесь  $W$  – эффективное число солнечных пятен

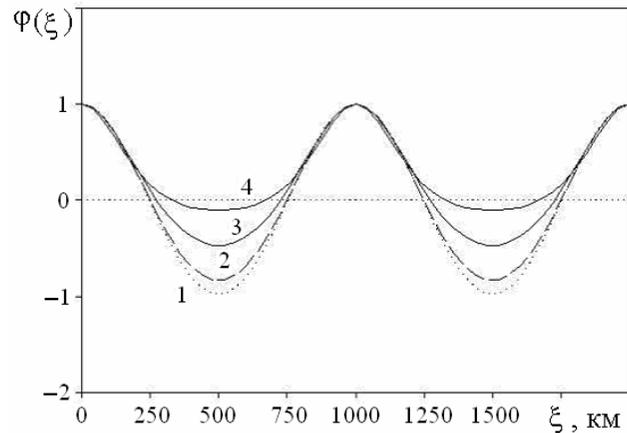


Рис. 25.23. Профили кноидальной волны: 1 –  $m = 0,1$ ; 2 –  $m = 0,3$ ; 3 –  $m = 0,6$ ; 4 –  $m = 0,9$

### 25.3.2. Методика расчета

В расчетах использовались алгоритмы, описанные в [26, 27]. Эллиптические функции Якоби вычислялись с помощью арифметико-геометрического среднего (АГС) [28]. Для вычисления  $\text{sn}(u|m)$ ,  $\text{cn}(u|m)$ ,  $\text{dn}(u|m)$  процесс АГС формировался по начальным значениям

$$a_0 = 1, b_0 = \sqrt{m_1}, c_0 = \sqrt{m}, \text{ где } m_1 = 1 - m,$$

$$a_i = \frac{a_{i-1} + b_{i-1}}{2}, b_i = (a_{i-1} b_{i-1})^{1/2}, c_i = \frac{a_{i-1} - b_{i-1}}{2}, i = 1, 2, \dots, L$$

и оканчивался на шаге  $L$ , когда величиной  $c_L$  можно пренебречь в пределах заданной погрешности. Угол  $\varphi_L$  находился по формуле

$$\varphi_L = 2^L a_L u,$$

и затем последовательно вычислялись  $\varphi_{L-1}, \varphi_{L-2}, \dots, \varphi_1, \varphi_0$ , используя рекуррентную формулу

$$\sin(2\varphi_{L-1} - \varphi_L) = c_L a_L^{-1} \sin \varphi_L. \quad (25.12)$$

В первой четверти периода функции  $\text{sn}(u|m)$  решение уравнения (25.12) относительно неизвестного  $\varphi_{L-1}$  имеет вид

$$\varphi_{L-1} = \frac{\varphi_L + \arcsin(c_L a_L^{-1} \sin \varphi_L)}{2}.$$

Тогда

$$\text{sn}(u|m) = \sin \varphi_0, \text{ cn}(u|m) = \cos \varphi_0, \text{ dn}(u|m) = \frac{\cos \varphi_0}{\cos(\varphi_1 - \varphi_0)}.$$

По этим функциям вычислялись первые и вторые производные функций Якоби. Четвертьпериод  $K$  эллиптического косинуса определялся по формуле аппроксимации следующим многочленом  $K(m) = (a_0 + a_1 m_1 + \dots + a_4 m_1^4) - (b_0 + b_1 m_1 + \dots + b_4 m_1^4) \ln(m_1) + \varepsilon(m)$ , где  $\varepsilon(m) \leq 2 \cdot 10^{-8}$  [28]. Значения коэффициентов  $a_i, b_i, i = 0, 1, \dots, 4$  приведены в [28].

### 25.3.3. Методика обработки

В предыдущих работах авторов [23, 24] проводился совместный анализ динамических спектров (ДС) и амплитуды биеений отраженного от ионосферы ВЧ-сигнала с сигналом опорного гетеродина. В данной работе использовалась методика с выделением главных максимумов динамических спектров и определением их ДСЧ и амплитуды. Для этого предварительно выделялись области одномодового сигнала путем визуального анализа ДС. Для уменьшения влияния случайных выбросов во временных рядах (ВР) использовалась функция сглаживания с гауссовым ядром с вычислением локальных взвешенных средних

$$\bar{f}_{di} = \frac{\sum_{j=1}^n R_{ij} f_{di}}{\sum_{j=1}^n R_{ij}}, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где  $f_{di}, \bar{f}_{di}$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$  – входной и выходной (сглаженный) ВР,  $n$  – размерность ВР,

$$R_{ij} = \exp\left(-\left(2 \frac{t_i - t_j}{b}\right)^2\right),$$

$b$  – полоса сглаживания. Аналогично производилась обработка ВР амплитуд главных максимумов ДС.

### 25.3.4. Результаты компьютерного моделирования

Результаты расчетов для фиксированных значений  $\delta_{Nm}$ ,  $T$ ,  $\Lambda$ ,  $f$  и заданных поляризаций волны и времени суток представлялись в виде следующего формата: высоты отражения радиоволны  $z_r(t)$ , ДСЧ –  $f_d(t)$  и ФФ –  $F(t)$ . Для анализа результатов расчета введем коэффициент наклона кривой  $f_d(t)$  –  $n_t$  как отношение длины интервала с положительной производной

$df_d(t)/dt$  к длине интервала с отрицательной производной ДСЧ. В [23] было показано, что для гармонических ВВ  $n_t \leq 1$ . Из рис. 25.24 – 25.29 (средние панели) следует, что для кноидальных ВВ с  $\delta_{Nm} < 0$  также  $n_t \leq 1$ . Однако для кноид с  $\delta_{Nm} > 0$  наблюдается обратная картина и  $n_t \geq 1$ . Чем больше параметр нелинейности  $m$ , тем больше  $n_t$ . Этот факт позволяет отделить в эксперименте кноиды от гармонических ВВ.

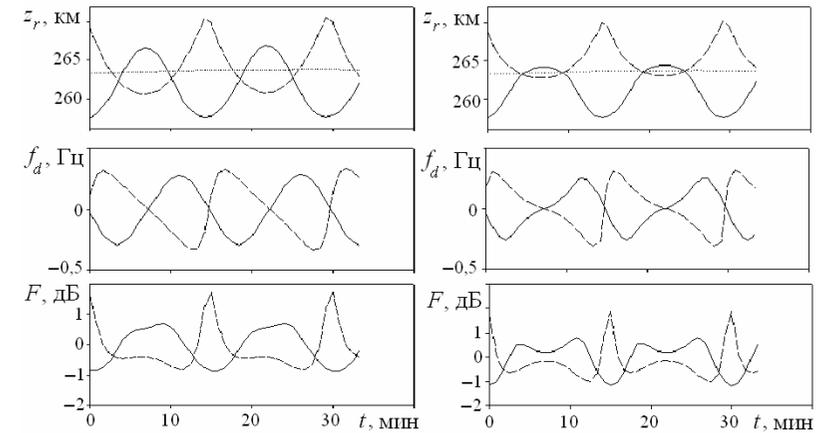


Рис. 25.24. Временные вариации высоты отражения, ДСЧ и ФФ для ночного времени. Параметры кноиды:  $\Lambda = 400$  км,  $T = 15$  мин,  $\delta_{Nm} = 0,2$  (сплошная кривая),  $\delta_{Nm} = -0,2$  (пунктир),  $\delta_{Nm} = 0$  (точки),  $m = 0,6$  (левая панель),  $m = 0,9$  (правая панель). Частота радиоволны  $f = 2,2$  МГц

Поведение во времени высоты отражения и ФФ радиоволны объясняется достаточно просто. При прохождении положительной фазы кноидальной волны над ионозондом высота отражения  $z_r$  радиоволны уменьшается по сравнению с невозмущенной высотой отражения за счет роста электронной концентрации. При прохождении отрицательной фазы ВВ – наоборот (см. рис. 25.24 – 25.29, верхние панели). При прохождении “горбов” возмущения над ионозондом для ВВ с  $\delta_{Nm} < 0$  наблюдается максимум фокусировки, а для  $\delta_{Nm} > 0$  – максимум

дефокусировки (см. рис. 25.24 – 25.29, нижние панели). Из-за больших размеров ВВ их фокусирующие свойства проявляются слабо. На рис. 25.25, рис. 25.27 и рис. 25.29 не приведены вариации ФФ, так как для кноиды с длиной волны  $\Lambda = 1000$  км максимальное значение ФФ не превышает 0,7 дБ. Расчет параметров приведен для О-компоненты сигнала. Полученные количественные характеристики радиоволны при прохождении ВВ позволяют оценить параметры наблюдаемой кноидальной волны.

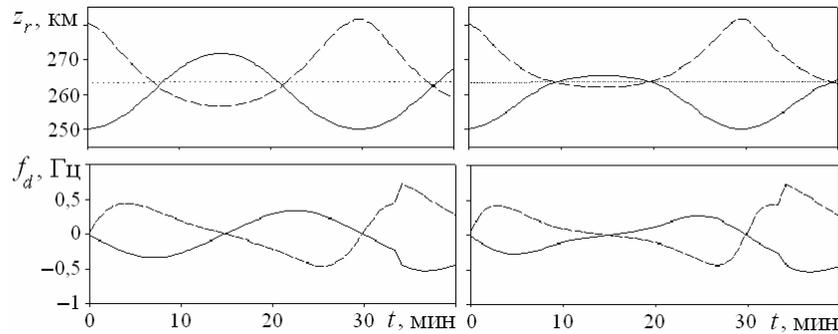


Рис. 25.25. Временные вариации высоты отражения и ДСЧ для ночного времени. Параметры кноиды:  $\Lambda = 1000$  км,  $T = 30$  мин,  $\delta_{Nm} = 0,5$  (сплошная кривая),  $\delta_{Nm} = -0,5$  (пунктир),  $\delta_{Nm} = 0$  (точки),  $m = 0,6$  (левая панель),  $m = 0,9$  (правая панель). Частота радиоволны  $f = 2,2$  МГц

Проанализируем более детально результаты расчетов. Из рис. 25.24 видно, что в ночное время вариации характеристик радиосигнала уже для  $m = 0,6$  существенно отличаются от вариаций, свойственных гармоническим возмущениям. Естественно, что роль нелинейности еще больше проявляется при  $m = 0,9$ . Характер вариаций существенно зависит от знака  $\delta_{Nm}$ , где  $\delta_{Nm}$  – максимальное по модулю относительное возмущение электронной концентрации в кноиде и определяет высоту “горба” волны. При  $\delta_{Nm} > 0$  высота отражения  $z_r(t)$  смещается в основном вниз примерно на 5 км, а при  $\delta_{Nm} < 0$  – вверх при-

мерно на 7 км. Величина этих смещений слабо зависит от значения  $m$ . Последнее существенно влияет на величину смещения  $z_r(t)$  в противоположном направлении, т. е. вверх при  $\delta_{Nm} > 0$  и вниз при  $\delta_{Nm} < 0$  (см. рис. 25.24, верхние панели). При увеличении  $|\delta_{Nm}|$  и  $\Lambda$  поведение характеристик радиоволны качественно не изменяется (см. рис. 25.24 – 25.25). Конечно, количественные изменения при этом значительные.

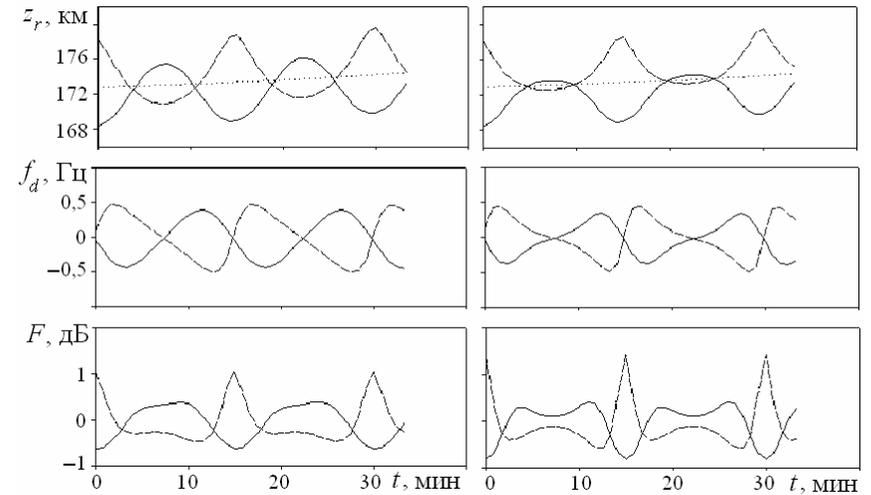


Рис. 25.26. Временные вариации высоты отражения, ДСЧ и ФФ для дневного времени. Параметры кноиды:  $\Lambda = 400$  км,  $T = 15$  мин,  $\delta_{Nm} = 0,2$  (сплошная кривая),  $\delta_{Nm} = -0,2$  (пунктир),  $\delta_{Nm} = 0$  (точки),  $m = 0,6$  (левая панель),  $m = 0,9$  (правая панель). Частота радиоволны  $f = 4$  МГц

Рассмотрим далее вариации характеристик радиоволны в дневное время. Как видно из рис. 25.26, поведение характеристик радиоволн в целом подобно. Имеют место лишь количественные различия. Сравнение рис. 25.26 и рис. 25.28 показывает, что характеристики радиоволны существенно изменяются при варьировании частоты зондирующей радиоволны. Так, при увеличении  $f$  от 4 до 7 МГц размах  $\Delta z_r = z_{r\max} - z_{r\min}$  увели-

чивается от 7 до 14 км, значение  $f_d$  – почти в 3 раза, а фактор  $F$  – более чем в 2 раза. Вариации  $|\delta_{Nm}|$  и  $\Lambda$  также приводят к значительным изменениям характеристик радиоволн. Сравнивая рис. 25.26 и рис. 25.27, можно видеть, что увеличение  $|\delta_{Nm}|$  от 0,2 до 0,5 и  $\Lambda$  от 400 до 1000 км привело к увеличению  $z_r$  от 7 до 22 км,  $f_d$  – от 0,5 до 0,75 Гц и к уменьшению  $F$  от 2,5 до 0,65.

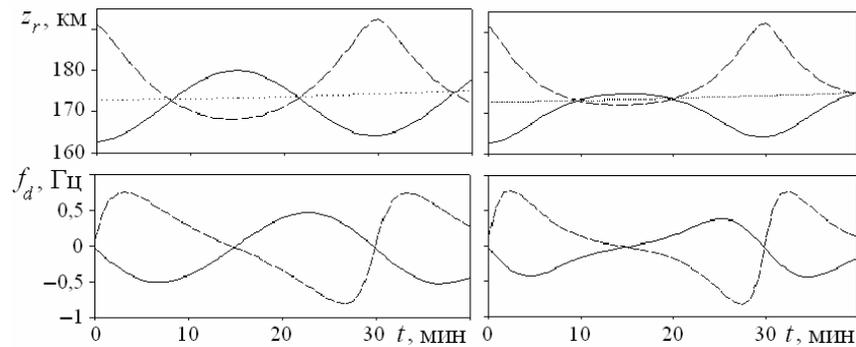


Рис. 25.27. Временные вариации высоты отражения и ДСЧ для дневного времени. Параметры кноиды:  $\Lambda = 1000$  км,  $T = 30$  мин,  $\delta_{Nm} = 0,5$  (сплошная кривая),  $\delta_{Nm} = -0,5$  (пунктир),  $\delta_{Nm} = 0$  (точки),  $m = 0,6$  (левая панель),  $m = 0,9$  (правая панель). Частота радиоволны  $f = 4$  МГц

### 25.3.5. Результаты экспериментального исследования

В поисках кноидальных волн в ионосфере было обработано 76 экспериментов общей длительностью около 1500 часов, проведенных в течение 2000 г. На рис. 25.30 показаны вариации амплитуды и частоты главного максимума спектра биений, где нормированная сглаженная амплитуда (пунктир), частота (тонкая кривая) и сглаженная частота (жирная кривая). Рабочая частота – 4,04 МГц. Для сглаженных кривых ширина окна равна 3 мин. Атрибуты эксперимента (дата, местное время, номер канала) указаны на рисунке. Характерным в поведе-

нии ДСЧ является больший наклон периодической кривой в сторону возрастания времени. В максимумах ДСЧ наблюдаются минимумы амплитуды биений. Следует отметить, что подобное поведение параметров сигнала регистрировалось довольно редко. Так, из обработанных данных, относящихся к 2000 г., только в нескольких экспериментах имело место подобное поведение сигнала. Это может быть связано с маскирующим воздействием на сигнал других процессов или редким существованием самого явления. Сравнение экспериментальной зависимости  $f_d(t)$  с расчетной позволяет оценить основные параметры кноиды. Они оказались следующими:  $T \approx 30$  мин,  $\Lambda \approx 1000$  км,  $\delta_{Nm} \approx 50\%$ ,  $m \approx 0,8$  для  $f_d(t)$  на рис. 25.30 (левая панель) и  $T \approx 15$  мин,  $\Lambda \approx 400$  км,  $\delta_{Nm} \approx 20\%$ ,  $m \approx 0,9$  для  $f_d(t)$  на рис. 25.30 (правая панель).

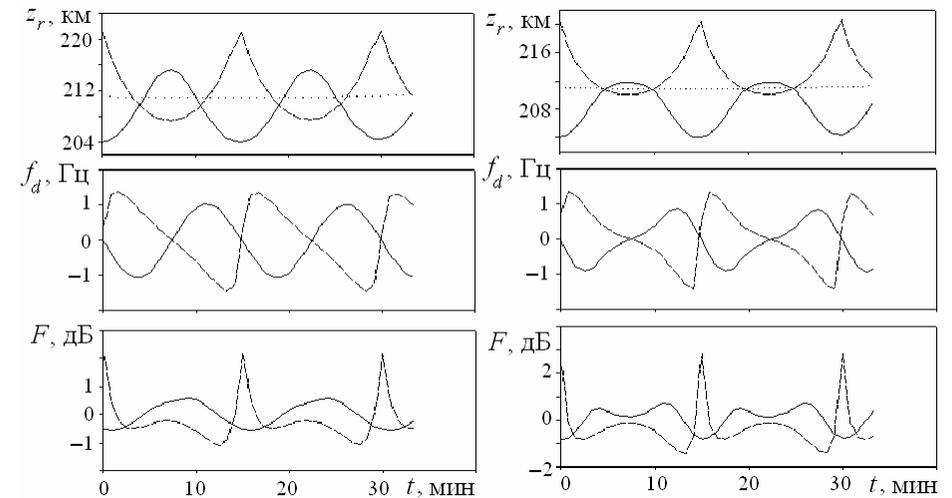


Рис. 25.28. Временные вариации высоты отражения, ДСЧ и ФФ для дневного времени. Параметры кноиды:  $\Lambda = 400$  км,  $T = 15$  мин,  $\delta_{Nm} = 0,2$  (сплошная кривая),  $\delta_{Nm} = -0,2$  (пунктир),  $\delta_{Nm} = 0$  (точки),  $m = 0,6$  (левая панель),  $m = 0,9$  (правая панель). Частота радиоволны  $f = 7$  МГц

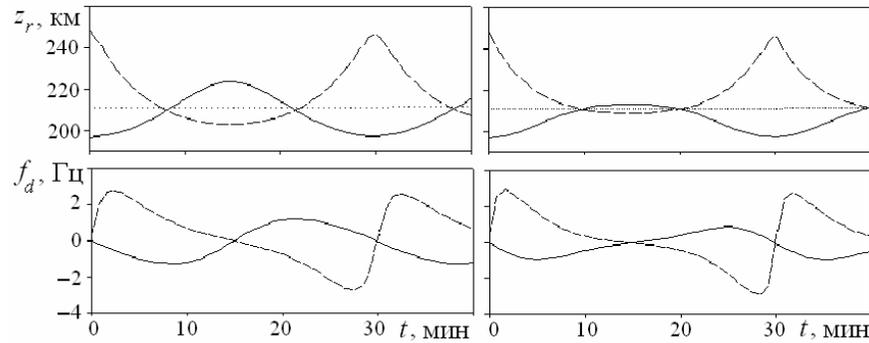


Рис. 25.29. Временные вариации высоты отражения и ДСЧ для дневного времени. Параметры кноиды:  $\Lambda = 1000$  км,  $T = 30$  мин,  $\delta_{Nm} = 0,5$  (сплошная кривая),  $\delta_{Nm} = -0,5$  (пунктир),  $\delta_{Nm} = 0$  (точки),  $m = 0,6$  (левая панель),  $m = 0,9$  (правая панель). Частота радиоволны  $f = 7$  МГц

### 25.3.6. Обсуждение результатов

Как уже отмечалось во введении, теоретическому исследованию возможности генерации кноидальных волн в атмосфере Земли посвящено ряд работ [12 – 16]. В то же время авторам не известны работы, в которых бы предпринимались попытки экспериментального обнаружения волн кноидального типа в атмосфере и геокосмосе. По-видимому, это было обусловлено отсутствием результатов компьютерного моделирования проявления кноидальных волн в характеристиках радиосигналов.

Проведение математического моделирования и привлечение радиофизических методов может помочь обнаружить такие проявления. Дело в том, что именно радиофизические методы благодаря известным их достоинствам (возможность дистанционного исследования, высокое временное разрешение, приемлемая погрешность и т.п.) удобны для обнаружения и исследования проявлений кноидальных волн в атмосфере и геокосмосе.

Ориентируясь на конечную цель – обнаружение и изучение кноидальных волн, – нами выполнено детальное компьютер-

ное моделирование как самих возмущений, вызываемых в ионосферной плазме прохождением кноидальных волн, так и временных вариаций характеристик радиоволн, используемых для дистанционного зондирования. Авторы не без оснований считали, что для указанной цели подходит метод вертикального доплеровского зондирования [18, 19]. Этот метод хорошо себя зарекомендовал при обнаружении и изучении нелинейных волн пилообразного и солитоноподобного типов [23, 24].

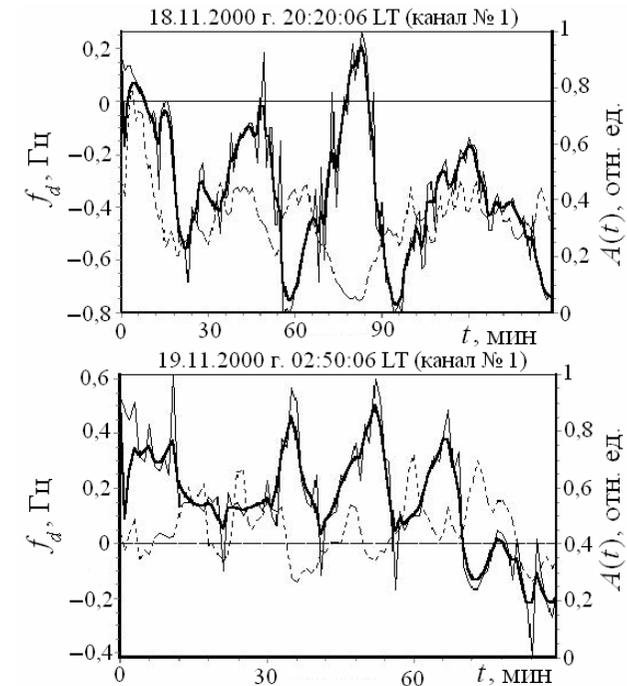


Рис. 25.30. Сглаженные временные вариации ДСЧ (жирная кривая) и амплитуды главного максимума спектра биений ВЧ-сигнала 18 (левая панель) и 19 (правая панель) ноября 2000 г. Частота радиоволны  $f = 4$  МГц

В результате компьютерного моделирования получены временные зависимости высоты отражения, доплеровского

смещения частоты и фактора фокусировки в различное время суток, для различных частот радиоволны и параметров возмущающей среды кноидальной волны. Установлено, что кноидальная волна, модулируя  $N$ , приводит к изменениям коэффициента наклона кривой  $f_d(t)$  и  $n_t < 1$  для  $\delta_{Nm} < 0$ ,  $n_t > 1$  для  $\delta_{Nm} > 0$ . Коэффициент  $n_t$  уменьшается (растет) с ростом нелинейности кноиды. Фактор фокусировки  $F(t)$  в области фокусирования “уплощается” (и даже образуется “провал”) для  $\delta_{Nm} > 0$  и “обостряется” для  $\delta_{Nm} < 0$ . Максимальным значениям  $z_r$  соответствует  $f_d \approx 0$  и близкие к максимальному значению  $F$ . Амплитуды вариаций  $f_d(t)$  и  $F(t)$  достигают 0,5 – 3 Гц и 1 – 3 дБ. Такие вариации можно обнаружить в экспериментах. В то же время амплитуда изменений  $z_r$  составляет 7 – 20 км, что выявить доплеровским радаром, который находится в распоряжении авторов, не удается.

Приведенная на рис. 25.30 (левая панель) экспериментальная зависимость  $f_d(t)$  напоминает расчетную зависимость  $f_d(t)$  (см. рис. 25.27, правая нижняя панель). Это позволяет с определенной степенью уверенности утверждать, что в эксперименте наблюдалась волна кноидального типа. Из сравнения рис. 25.27 и рис. 25.30 удалось оценить основные параметры кноиды. Значения этих параметров представляются разумными.

Можно надеяться, что проведенные в настоящей работе исследования и полученные результаты подскажут другим специалистам направление поиска проявлений кноидальных волн в атмосфере и геокосмосе.

### 25.3.7. Основные результаты

1. Для описания ВВ в ионосфере, вызываемых движением кноидальных волн плотности в нейтральной атмосфере, разработана простая математическая модель возмущений электронной концентрации, удобная для численных расчетов.

2. Разработана и реализована компьютерная программа, позволяющая рассчитать временные изменения основных характеристик (высоты отражения, доплеровского смещения частоты и фактора фокусировки) декаметровых радиоволн в ионосфере, вызванные прохождением нелинейных волн плотности кноидального типа.

3. Проведено детальное компьютерное моделирование, направленное на изучение временных вариаций основных характеристик радиоволн в ионосфере, обусловленных модуляцией концентрации электронов кноидальными волнами плотности в атмосфере. Проанализированы зависимости этих вариаций от времени суток, рабочей частоты радиоволны и основных параметров кноиды.

4. Установлено, что временные вариации характеристик радиоволн имеют свои особенности, которые позволяют выделять ВВ, вызванные прохождением волн плотности кноидального типа. К таким особенностям относятся, во-первых, то, что коэффициент наклона кривой  $f_d(t)$  больше единицы для кноид с  $\delta_{Nm} > 0$  и, во-вторых, “уплощение” в области дефокусировки и “обострение” в области фокусировки вариаций амплитуды биений сигнала для кноид с  $\delta_{Nm} < 0$  и наоборот для  $\delta_{Nm} > 0$ . При этом для кноид с  $\delta_{Nm} < 0$  этот эффект выражен более резко. С ростом нелинейности волны эти особенности усиливаются.

5. Впервые экспериментально выявлены ВВ, которые по своим характеристикам напоминают теоретически рассчитанные ВВ, вызванные прохождением кноидальных волн в атмосфере.

6. Сравнение результатов наблюдений и математического моделирования позволило оценить параметры кноид (знак возмущения концентрации электронов, период, параметр нелинейности и продолжительность возмущения). Для сильнейшей из них оказалось, что  $\delta_{Nm} \approx 50\%$ ,  $m \approx 0,8$ ,  $T \approx 30$  мин и  $\Lambda \approx 1000$  км.

## Литература

1. Черногор Л. Ф. Геокосмосфера – открытая динамическая нелинейная система // Вісник Харківського університету. Радіофізика та електроніка. – 2002. – № 570, вип. 2. – С. 175 – 180.
2. Черногор Л. Ф. Земля – атмосфера – геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 96 – 105.
3. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 1. – С. 59 – 106.
4. Черногор Л. Ф. "Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера" как открытая динамическая нелинейная физическая система. 1 // Нелинейный мир. – 2006. – Т. 4, № 12. – С. 655 – 697.
5. Черногор Л. Ф. "Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера" как открытая динамическая нелинейная физическая система. 2 // Нелинейный мир. – 2007. – Т. 5, № 4. – С. 198 – 231.
6. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 1. Результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, № 2. – С. 193 – 208.
7. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые процессы в ионосфере в спокойных и возмущенных условиях. 2. Анализ результатов наблюдений и моделирование // Геомагнетизм и аэрономия. – 2006. – Т. 46, № 2. – С. 209 – 218.
8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
9. Бурмака В.П., Таран В.И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 3. – С. 4 – 35.

10. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.
11. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 10. – С. 3 – 21.
12. Shen M. C. Solitary waves in an atmosphere with arbitrary winds and density profiles // Phys. Fluids. – 1966. – V. 9, No 10. – Pp. 1944 – 1950.
13. Сохов Т. З., Гутман Л. Н. О мезометеорологических уединенных волнах // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1968. – Т. 4, № 3. – С. 271 – 282.
14. Афашасов М. С. Расчет нелинейных внутренних волн в двухслойной атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1970. – Т. 6, № 8. – С. 763 – 770.
15. Леонов А. И., Миропольский Ю. З. К теории нелинейных внутренних волн установившегося вида // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1975. – Т. 11, № 5. – С. 491 – 502.
16. Пелиневский Е. Н., Романова Н. Н. Нелинейные стационарные волны в атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1977. – Т. 13, № 11. – С. 1169 – 1174.
17. Намазов С. А. Доплеровское смещение частоты при ионосферном распространении дециметровых радиоволн (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 18, № 4. – С. 473 – 500.
18. Афраймович Э. Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. – М.: Наука, 1982. – 198 с.
19. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование естественно-возмущенной средней ионосферы // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 3. – С. 209 – 226.
20. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 3, – С. 227 – 246.

21. Бурмака В. П., Костров Л. С., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 2. – С. 143 – 162.

22. Бочкарев В. В., Петрова И. Р., Теплов В. Ю. Эффекты магнитной бури 29 – 31 октября 2003 г. на среднеширотных КВ-радиотрассах (по данным доплеровских измерений) // Космические исследования. – 2004. – Т. 42, № 6. – С. 640 – 644.

23. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Моделирование вариаций характеристик радиосигналов ионозондов декаметрового диапазона, вызываемых движением нелинейных внутренних гравитационных волн в атмосфере Земли // Успехи современной радиоэлектроники. – 2006, № 7. – С. 18 – 27.

24. Пушин В. Ф., Черногор Л. Ф. Эффект Доплера ионосферных радиосигналов, вызванный распространением нелинейной уединённой волны плотности // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2007. – №1. – С. 33 – 40.

25. Chiu, Y. T. An improved phenomenological model of ionospheric density // J. Atmos. Terr. Phys. – 1975. – V. 37, No 10. – Pp. 1563 – 1570.

26. Пушин В. Ф., Тырнов О. Ф. Синтез доплионограмм моностатического зондирования возмущенной ионосферы декаметровыми волнами // Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка. – 2004. – № 622, вип. 1. – С. 64 – 68.

27. Pushin V. F., Kostrov L. S. 3-D Ray-tracing synthesis of multiparameter ionograms as obtained by digital sounders in a disturbed ionosphere // Telecom. and Radio Engineering. – 1999. – V. 53, No 2. – Pp. 58 – 64.

28. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. – 830 с.



---

---

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

---

---

1. В монографии продемонстрировано, что процесс формирования представлений о нелинейности мира и науки был долг и труден. Он завершился формулировкой нелинейной парадигмы.

Оказалось, что нелинейность – универсальное фундаментальное и главное свойство мира.

Осознание роли и места нелинейности в современной научной картине мира привело к смене способа мышления, методологии науки и мировидения в целом.

Нелинейность заставила пересмотреть взгляды на детерминизм и случайность, порядок и хаос, самоорганизацию и деградацию, на возможность прогноза поведения сложных нелинейных систем.

2. В монографии показано, что образование Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера (ЗАИМ) является сложной открытой динамической нелинейной системой.

Системный подход к образованию ЗАИМ должен стать основой теории, методом и методологией ее изучения.

Установлено, что важнейшим свойством системы ЗАИМ является возможность появления триггерных механизмов высвобождения энергии. Показано, что высокоэнергичные явления вызывают целый комплекс процессов в системе ЗАИМ, приводят к перестройке характера взаимодействий подсистем, к накоплению и высвобождению энергии. Для их изучения оказались удобными и эффективными активные эксперименты. Установлена ведущая роль во взаимодействии подсистем волновых (и особенно нелинейных) процессов и высыпаний частиц.

3. Для изучения время-частотной структуры нелинейных процессов рекомендован предложенный автором системный спектральный анализ, позволяющий производить разносторонний анализ процессов. Он предполагает одновременное применение двух групп линейных и нелинейных время-частотных интегральных преобразований. Системный подход позволяет скомпенсировать недостатки одних преобразований достоинствами других.

Затронутые в монографии вопросы нашли свое отражение в работах последних лет [1 – 154], автором (соавтором) которых является автор настоящей монографии.

### Литература

1. Гармаш К. П., Черногор Л. Ф. События многократного распространения свистящих атмосфериков над украинской антарктической станцией "Академик Вернадский" // Радиопизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 3. – С. 264 – 278.
2. Grigorenko E. I., Lazorenko S. V., Taran V. I., Chernogor L. F. Wave Disturbances in the Ionosphere Accompanying the Solar Flare and the Strongest Magnetic Storm of September 25, 1998 // Geomagnetism and Aeronomy. – 2003. – V. 43, No 6. – Pp. 718 – 735.
3. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование ионосферы как средство мониторинга состояния космической погоды // Космічна наука і технологія. Додаток. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 144 – 151.
4. Костров Л. С., Розуменко В. Т., Черногор Л. Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в E- и F-областях ионосферы при стартах и полетах космических аппаратов // Космічна наука і технологія. Додаток. – 2003. – Т. 9, № 2. – С. 132 – 143.
5. Панасенко С. В., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Результаты исследования динамических процессов в мезосфере при помощи радара частичных отражений // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – № 3. – С. 36 – 54.

6. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Высотная, суточная и сезонная зависимости параметров волновых возмущений в ионосфере // Распространение радиоволн. Сборник докладов. XXI Всероссийская научная конференция, г. Йошкар-Ола, 25 – 27 мая 2005 г. Т. 1. – С. 152 – 156.
7. Костров Л. С., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Определение параметров перемещающихся ионосферных возмущений по доплеровскому смещению частоты сигналов КВ-радиолокатора // Распространение радиоволн. Сборник докладов. XXI Всероссийская научная конференция, г. Йошкар-Ола, 25 – 27 мая 2005 г. Т. 1. – С. 238 – 242.
8. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Активный и пассивный методы наблюдения волновых возмущений в нижней ионосфере при помощи обратно-рассеянных СЧ – ВЧ радиосигналов // Распространение радиоволн. Сборник докладов. XXI Всероссийская научная конференция, г. Йошкар-Ола, 25 – 27 мая 2005 г. Т. 1. – С. 267 – 271.
9. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Радарные наблюдения волновых возмущений в мезосфере // Распространение радиоволн. Сборник докладов. XXI Всероссийская научная конференция, г. Йошкар-Ола, 25 – 27 мая 2005 г. Т. 1. – С. 272 – 276.
10. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сверхширокополосных сигналов // Распространение радиоволн. Сборник докладов. XXI Всероссийская научная конференция, г. Йошкар-Ола, 25 – 27 мая 2005 г. Т. 2. – С. 383 – 387.
11. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Использование вейвлет-анализа в задачах физики геокосмоса // Распространение радиоволн. Сборник докладов. XXI Всероссийская научная конференция, г. Йошкар-Ола, 25 – 27 мая 2005 г. Т. 2. – С. 388 – 392.
12. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные сверхширокополосные сигналы и их характеристики // Распространение радиоволн. Сборник докладов. XXI Всероссийская научная конференция, г. Йошкар-Ола, 25 – 27 мая 2005 г. Т. 2. – С. 393 – 398.

13. Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Особенности суточных и сезонных вариаций параметров ионосферной плазмы в центрально-европейском регионе // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 68.

14. Костров Л. С., Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Эмпирическая модель перемещающихся ионосферных возмущений в средних широтах // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 69.

15. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты экспериментальных исследований волновых возмущений в геокосмической плазме // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 71.

16. Гоков А. М., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Экспериментальное исследование отклика среднеширотной D-области ионосферы на геомагнитные события 8 – 11 ноября 2004 г. // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 85.

17. Гоков А. М., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Реакция среднеширотной D-области ионосферы на сильные рентгеновские вспышки // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 86.

18. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф., Скляр И. Б. Физические процессы в ионосферной плазме, сопровождавшие сильнейшую геокосмическую бурю 7 – 10 ноября 2004 года // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 87.

19. Григоренко Е. И., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Характерные ионосферные бури в средних широтах Европы // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 88.

20. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Черногор Л. Ф. Реакция геокосмической плазмы на старты и полеты ракет // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 89.

21. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопровождавшие сильнейшую геокосмическую бурю 7 – 10 ноября 2004 г. // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 90.

22. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в нижней ионосфере, сопровождавшие магнитную бурю 7 – 10 ноября 2004 г. // Пятая Украинская конференция по космическим исследованиям. 4 – 11 сентября 2005 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 90.

23. Гоков А. М., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Экспериментальное исследование реакции среднеширотной D-области ионосферы на рентгеновские и оптические вспышки // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 3/4. – С. 56 – 67.

24. Гоков А. М., Черногор Л. Ф. Вариации концентрации электронов в среднеширотной D-области ионосферы во время магнитных бурь // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 5/6. – С. 12 – 21.

25. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ в задачах физики геокосмоса // Космічна наука і технологія. – 2005. – Т. 11, № 5/6. – С. 22 – 29.

26. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные СШП сигналы // Радиопизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 1. – С. 62 – 84.

27. Бурмака В. П., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые возмущения в геокосмосе, сопровождавшие старты и полеты ракет “Союз” и “Протон” // Радиопизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 3. – С. 254 – 272.

28. Лазоренко О. В., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Адаптивное преобразование Фурье // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2005. – Т. 10, № 10. – С. 39 – 49.

29. Атомарные функции и W-системы в цифровой обработке сверхширокополосных сигналов // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А. С. Попова. Серия: Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике. 1-я Международная конференция. 27 – 29 сентября 2005 г. Суздаль. Россия. Выпуск 1. – Москва, 2005 г. – С. 3 – 6.

30. Atomic functions and W-systems in digital processing of ultrawideband signals // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А. С. Попова. Серия: Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике. 1-я Международная конференция. 27 – 29 сентября 2005 г. Суздаль. Россия. Выпуск 1. – Москва, 2005 г. – С. 18.

31. Grigorenko E. I., Lysenko V. N., Taran V. I., and Chernogor L. F. Specific Features of the Ionospheric Storm of March 20–23, 2003 // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2005. – V. 45, No 6. – Pp. 745 – 757.

32. Grigorenko E. I., Lysenko V. N., Taran V. I., Chernogor L. F., Chernyaev S. V. Dynamic Processes in the Ionosphere during the Strongest Magnetic Storm of May 30 – 31, 2003. // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2005. – V. 45, No 6. – Pp. 758 – 777.

33. Burmaka V. P., Taran V. I., Chernogor L. F. Wave-Like Processes in the Ionosphere under Quiet and Disturbed Conditions. 1. Kharkov Incoherent Scatter Radar Observations // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2006. – V. 46, No 2. – Pp. 183 – 198.

34. Burmaka V. P., Taran V. I., Chernogor L. F. Wave-Like Processes in the Ionosphere under Quiet and Disturbed Conditions. 2. Analysis of Observations and Simulation // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2006. – V. 46, No 2. – Pp. 199 – 208.

35. Chernogor L. F., Emel'yanov L. Ya., Lyashenko M. V. Diurnal and seasonal variations of main ionospheric parameters on 23-th solar activity cycle // 6-th International Conference “Problems of Geocosmos” 23 – 27 May, 2006. St. Petersburg, Petrodvorets. Book of Abstracts. – Pp. 185 – 186.

36. Chernogor L. F., Panasenko S. V. Observations of wave disturbances in the mesosphere during the November 7 – 10, 2004 extreme storm // 6-th International Conference “Problems of Geocosmos” 23 – 27 May, 2006. St. Petersburg, Petrodvorets. Book of Abstracts. – Pp. 186 – 187.

37. Панасенко С. В., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Динамические процессы в среднеширотной мезосфере // *Космічна наука і технологія*. – 2006. – Т. 12, № 2/3. – С. 37 – 44.

38. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Выявление волновых возмущений в мезосфере с помощью СЧ – ВЧ – радара // *Геоматнетизм и аэрономия*. – 2006. – Т. 46, № 4. – С. 525 – 535.

39. Panasenko S. V., Chernogor L. F. Detection of Wave Disturbances in the Mesosphere Using a MF – HF Radar // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2006. – V. 46, No 4. – Pp. 496 – 506.

40. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Волновые процессы в F-области ионосферы, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Байконур // *Геоматнетизм и аэрономия*. – 2006. – Т. 46, № 6. – С. 783 – 800.

41. Burmaka V. P., Lysenko V. N., Chernogor L. F., and Chernyak Yu. V. Wave-Like Processes in the Ionospheric F Region That Accompanied Rocket Launches from the Baikonur Site // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2006. – V. 46, No 6. – Pp. 742 – 759.

42. Вишневский О. В., Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Преобразование Вигнера и атомарные функции

в цифровой обработке сигналов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2006. – Т. 11, № 6. – С. 26 – 38.

43. Ляшенко М. В., Скляр И. Б., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Суточные и сезонные вариации параметров ионосферной плазмы в период спада солнечной активности // Космічна наука і технологія. – 2006. – Т. 12, № 2/3. – С. 45 – 58.

44. Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф., Черняк Ю. В. Суточные и сезонные вариации параметров ионосферной плазмы в период максимума солнечной активности // Космічна наука і технологія. – 2006. – Т. 12, № 4. – С. 56 – 70.

45. Лысенко В. Н., Сорока С. А., Таран В. И., Черемных О. К., Черногор Л. Ф. Комплексные исследования динамики атмосферно-ионосферно-магнитосферных процессов и вариаций космической погоды // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 44 – 45.

46. Бурмака В. П., Ляшенко М. В., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Суточные и сезонные зависимости параметров геокоsmической плазмы в диапазоне высот 100 – 1000 км в спокойных условиях // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 48.

47. Бурмака В. П., Ляшенко М. В., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Результаты исследования квазипериодических процессов в геокоsmической плазме // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 63.

48. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Эффекты сильнейшей геокоsmической бури 7 – 11 ноября 2004 г. в нижней ионосфере // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 65.

49. Гармаш К. П., Леус С. Г., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Квазипериодические процессы в течение магнитной бури 7 – 11 ноября 2004 г. // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 66.

50. Бушуев Ф. И., Гармаш К. П., Калюжный Н. А., Панасенко С. В., Сливинский А. П., Черногор Л. Ф. Результаты комплексных наблюдений волновых возмущений в мезосфере и магнитном поле, сопутствовавших геокоsmической супербури 7 – 11 ноября 2004 г. // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 67.

51. Бурмака В. П., Ляшенко М. В., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Динамика геокоsmической плазмы в течение магнитных бурь // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 68.

52. Лысенко В. Н., Сорока С. А., Таран В. И., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные наблюдения динамических процессов в атмосферно-ионосферно-магнитосферной системе, сопровождавших акустическое воздействие на приземную атмосферу. I. Научная и практическая значимость // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 69.

53. Гармаш К. П., Емельянов Л. Я., Калита Б. И., Костров Л. С., Лысенко В. Н., Ногач Р. Т., Панасенко С. В., Скляр И. Б., Сорока С. А., Таран В. И., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные наблюдения динамических процессов в атмосферно-ионосферно-магнитосферной системе, сопровождавших акустическое воздействие на приземную атмосферу. II. Средства и методы // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 70.

54. Гармаш К. П., Калита Б. И., Ногач Р. Т., Сорока С. А., Черногор Л. Ф. Комплексные наблюдения динамических процессов в атмосферно-ионосферно-магнитосферной системе, сопровождавших акустическое воздействие на приземную атмосферу. III. Процессы в атмосфере и геомагнитном поле // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 71.

55. Гармаш К. П., Панасенко С. В., Сорока С. А., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные наблюдения динамических процессов в атмосферно-ионосферно-магнитосферной системе, сопровождавших акустическое воздействие на приземную атмосферу. IV. Процессы в мезосфере // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 72.

56. Емельянов Л. Я., Костров Л. С., Лысенко В. Н., Сорока С. А., Таран В. И., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные наблюдения динамических процессов в атмосферно-ионосферно-магнитосферной системе, сопровождавших акустическое воздействие на приземную атмосферу. V. Процессы в ионосфере // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 73.

57. Гармаш К. П., Емельянов Л. Я., Калита Б. И., Костров Л. С., Лысенко В. Н., Ногач Р. Т., Панасенко С. В., Скляр И. Б., Сорока С. А., Таран В. И., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные наблюдения динамических процессов в атмосферно-ионосферно-магнитосферной системе, сопровождавших акустическое воздействие на приземную атмосферу. VI. Основные результаты // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 74.

58. Гармаш К. П., Костров Л. С., Леус С. Г., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Результаты измерений и моделирования ионо-

сферных эффектов солнечных затмений, наблюдавшихся в Харькове // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 75.

59. Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в геокосмосе: теория, результаты наблюдений и моделирования // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 76.

60. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Эффекты в геокосмосе, вызванные солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 77.

61. Дзюбанов Д. А., Ляшенко М. В., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Пространственно-временные вариации параметров ионосферы вблизи весеннего равноденствия 2006 г. // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 78.

62. Григоренко В. И., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Особенности ионосферной бури 4 – 6 апреля 2006 г. // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 79.

63. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновая активность в ионосфере, сопровождавшая солнечное затмение 29 марта 2006 г. // Шестая Украинская конференция по космическим исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 80.

64. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновая активность в ионосфере вблизи периода весеннего равноденствия 2006 г. // Шестая Украинская конференция по космиче-

ским исследованиям. 3 – 10 сентября 2006 г. НЦУИКС, Евпатория. Сборник тезисов. – С. 81.

65. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Преобразование Вигнера в цифровой обработке сигналов // Доклады Академии наук. – 2006. – Т. 410, № 1. – С. 38 – 41.

66. Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I. and Chernogor L. F. Wigner transformation in digital processing of signals // Doklady Physics. – 2006. – V. 51, No 9. – Pp. 461 – 464.

67. Chernogor L. F., Kravchenko V. F., Lazorenko O. V. Ultrawideband Signals: Theory, Simulation and Digital Processing // The Third International Conference on Ultrawideband and Ultrashort impulse signals. September 18 – 22, 2006. Sevastopol, Ukraine. Proceedings. – Pp. 32 – 37.

68. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Vishnivezky O. V. Ultrawideband Signals and Wigner Transform // The Third International Conference on Ultrawideband and Ultrashort impulse signals. September 18 – 22, 2006. Sevastopol, Ukraine. Proceedings. – Pp. 297 – 299.

69. Chernogor L. F., Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Lazorenko S. V. Application of Wavelets and Atomic Functions for Analysis of the Ultrawideband Signals // The Third International Conference on Ultrawideband and Ultrashort impulse signals. September 18 – 22, 2006. Sevastopol, Ukraine. Proceedings. – Pp. 341 – 343.

70. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ свехширокополосных сигналов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2006. – № 8. – С. 47 – 61.

71. Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I. and Chernogor L. F. Study of the structure of solutions to nonlinear wave equations based on continuous wavelet analysis // Doklady Mathematics. – 2006. – V. 74, No 2. – Pp. 767 – 770.

72. Ляшенко М. В., Пуляев В. А., Черногор Л. Ф. Суточные и сезонные вариации параметров ионосферной плазмы в пери-

од роста солнечной активности // Космічна наука і технологія. – 2006. – Т. 12, № 5/6. – С. 58 – 68.

73. Chernogor L., Clifford S., Panasenko S., Rozumenko V. MF radar studies of wave disturbances in the mesosphere // 36th COSPAR Scientific Assembly. – 2006. – C2.2-0083-06.

74. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Новый класс фрактальных свехширокополосных сигналов // Доклады Академии наук. – 2007. – Т. 413, № 1. – С. 31 – 35

75. Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I., Chernogor L. F. A new class of fractal ultra-wideband signals // Doklady Physics. – 2007. – V. 52, No 3. – Pp. 129 – 133.

76. Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I., Chernogor L. F. Wavelet analysis of the behavior of solitons in exchange and overtaking interactions // Doklady Physics. – 2007. – V. 52, No 1. – Pp. 1 – 6.

77. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Преобразование Чои–Вильямса и атомарные функции в цифровой обработке сигналов // Доклады Академии наук. – 2007. – Т. 413, № 6. – С. 750 – 753.

78. Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I., Chernogor L. F. Choi–Williams Transform and Atomic Functions in Digital Signal Processing // Doklady Physics. – 2007. – V. 52, No 4. – Pp. 207 – 210.

79. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Оптимальное обнаружение и оптимальное оценивание параметров кратковременных квазипериодических процессов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 1. – С. 61 – 75.

80. Бурмака В. П., Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Радарные наблюдения эффектов в геокосмосе, вызванных частным солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 3. – С. 38 – 53.

81. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Новый класс аналитических вейвлетов Кравченко–Рвачева в за-

дачах анализа сверхширокополосных сигналов и процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 5. – С. 29 – 47.

82. Черногор Л. Ф. Физика и экология системы “Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера” // Матеріали Першої наукової конференції “Науки про Землю та Космос – Суспільству”. – м. Київ. 25 – 27 червня 2007 р.

83. Chernogor L. F., Kravchenko V. F., Lazorenko O. V. Analytical Kravchenko–Rvachev wavelets based on the atomic functions // Proceedings of the Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies, Kharkov, Ukraine, June 25 – 30, 2007. – Kharkov. – 2007. – V. 2. – Pp. 983 – 985.

84. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Lazorenko S. V. Wavelet analysis of the signals with peculiarities // Proceedings of the Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies, Kharkov, Ukraine, June 25 – 30, 2007. – Kharkov. – 2007. – V. 2. – Pp. 950 – 952.

85. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Vishnivezky O. V. System spectral analysis of the non-linear ultrawideband signals // Proceedings of the Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies, Kharkov, Ukraine, June 25 – 30, 2007. – Kharkov. – 2007. – V. 2. – Pp. 980 – 982.

86. Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Ионосферные процессы в течение сильнейшей геокосмической бури 7 – 10 ноября 2004 г. 1. Результаты наблюдений // Космічна наука і технологія. – 2007. – Т. 13, № 4. – С. 62 – 76.

87. Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Ионосферные процессы в течение сильнейшей

геокосмической бури 7 – 10 ноября 2004 г. 2. Результаты расчетов и обсуждение // Космічна наука і технологія. – 2007. – Т. 13, № 4. – С. 77 – 90.

88. Бурмака В. П., Черняев С. В., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Байконур в 2006 г. // Сьома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 68.

89. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, в период минимума 23-го цикла солнечной активности // Сьома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 69.

90. Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в геокосмосе – индикатор состояния атмосферной и космической погоды // Сьома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 72.

91. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Результаты применения алгоритмов оптимального обнаружения и оптимального оценивания параметров волновых возмущений в мезосфере // Сьома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 73.

92. Кызьюров Ю. В., Черногор Л. Ф. Влияние мощной радиоволны на неоднородную структуру спорадического E-слоя // Сьома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 86.

93. Кононенко А. А., Пазюра С. А., Черногор Л. Ф. Механизмы, формирующие развитие положительных и отрицательной фаз ионосферной бури 4 – 6 апреля 2006 г. // Сьома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 96.

94. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Линеинные интегральные преобразования в задачах физики геокосмоса // Сьома Українська конференція з космічних досліджень.

дженъ. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 113.

95. Вишнинецкий О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Вигнер-анализ и Чои–вильямс-анализ в задачах физики геокосмоса // Съома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 114.

96. Ляшенко М. В., Склярів І. Б., Черногор Л. Ф. Эффекты в геокосмосе, вызванные частным солнечным затмением 3 октября 2005 г. в г. Харькове // Съома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 116.

97. Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Вариации параметров геокосмической плазмы в период минимума 23-го цикла солнечной активности // Съома Українська конференція з космічних досліджень. Збірник тез. 3 – 8 вересня 2007 р. Крим, Євпаторія. – С. 117.

98. Акимов А. Л., Акимов Л. А., Черногор Л. Ф. Параметры турбулентных процессов в атмосфере, сопровождавших затмения Солнца // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 2. – С. 117 – 134.

99. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сигналов с особенностями. 1. Непрерывное вейвлет-преобразование // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 2. – С. 182 – 204.

100. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Проявления геокосмической бури 7 – 10 ноября 2004 г. в нижней ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 2007. – Т. 47, № 5. – С. 646 – 658.

101. Panasenko S. V., Chernogor L. F. Event of the November 7 – 10, 2004 Magnetic Storm in the Lower Ionosphere // Geomagnetism and Aeronomy. – 2007. – V. 47, No 5. – Pp. 608 – 620.

102. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сигналов с особенностями. 2. Ана-

литическое и дискретное вейвлет-преобразования // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 278 – 294.

103. Chernogor L. F., Grigorenko Ye. I., Lysenko V. N., Taran V. I. Dynamic processes in the ionosphere during magnetic storms from the Kharkov incoherent scatter radar observations // Int. J. Geomagn. Aeron. – 2007. – V. 7. – G13001. – doi:10.1029/2005GI000125.

104. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Ионосферные возмущения в течение сильнейшей магнитной бури 7 – 10 ноября 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2007. – Т. 47, № 6. – С. 761 – 779.

105. Grigorenko E. I., Lysenko V. N., Pazyura S. A., Taran V. I., Chernogor L. F. Ionospheric Disturbances during the Severe Magnetic Storm of November 7 – 10, 2004 // Geomagnetism and Aeronomy. – 2007. – V. 47, No 6. – Pp. 720 – 738.

106. Chernogor L. F., Lazorenko O. V. System Spectral Analyses of the Signals // 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques. Proceedings. Sevastopol, Ukraine, September 17 – 21, 2007. – Pp. 205 – 207.

107. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Lazorenko S. V., Vishnivetsky O. V. Digital Analyses of the Non-Linear Ultrawideband Processes // 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques. Proceedings. Sevastopol, Ukraine, September 17 – 21, 2007. – Pp. 262 – 264.

108. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Цифровой системный спектральный анализ сверхширокополосных сигналов // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А. С. Попова. Серия: Акустические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. Вып. II. 2-я Международная конференция “Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации”, 25 – 27 сентября 2007 г. Суздаль. Доклады. Москва. 2007. – С. 98 – 102.

109. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Системный спектральный анализ нелинейных сверхширокополосных процессов и сигналов // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А. С. Попова. Серия: Акустические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. Вып. II. 2-я Международная конференция “Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации”, 25 – 27 сентября 2007 г. Суздаль. Доклады. Москва. 2007. – С. 102 – 105.

110. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Цифровая обработка сверхширокополосных природных сигналов // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А. С. Попова. Серия: Акустические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. Вып. II. 2-я Международная конференция “Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации”, 25 – 27 сентября 2007 г. Суздаль. Доклады. Москва. 2007. – С. 138 – 142.

111. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Анализ и классификация ионосферных бурь в средних широтах Европы. 1. // Космічна наука і технологія. – 2007. – Т. 13, № 5. – С. 58 – 76.

112. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Анализ и классификация ионосферных бурь в средних широтах Европы. 2. // Космічна наука і технологія. – 2007. – Т. 13, № 5. – С. 77 – 96.

113. Бурмака В. П., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Современные методы спектрального анализа квазипериодических процессов в геокосмосе // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 11. – С. 3 – 24.

114. Бурмака В. П., Лысенко В. Н., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 1. Результаты

наблюдений // Космічна наука і технологія. – 2007. – Т. 13, № 6. – с. 74 – 86.

115. Гармаш К. П., Леус С. Г., Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Вариации геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам и полетам космических аппаратов // Космічна наука і технологія. – 2007. – Т. 13, № 6. – С. 87 – 98.

116. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Уравнение дистанционного радиозондирования в методе частичных отражений // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 4. – С. 385 – 398.

117. Вишневский О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Чои–вильямс-анализ в цифровой обработке сигналов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 4. – С. 410 – 432.

118. Черногор Л. Ф. Эффекты в геокосмосе, сопутствовавшие стартам группы ракет // Радиофизика и радиоастрономия. – 2008. – Т. 13, № 1. – С. 39 – 53.

119. Chernogor L. F. Earth – Atmosphere – Geospace As an Open Dynamical Nonlinear System // 7-th International Conference “Problems of Geocosmos”. May 26 – 30, 2008. St. Petersburg, Petrodvorets. Book of Abstracts. – Pp. 47 – 48.

120. Chernogor L. F., Panasenko S. V. Diurnal and seasonal dependences of parameters of wave disturbances in the mesosphere as inferred from Kharkiv MF radar data // 7-th International Conference “Problems of Geocosmos”. May 26 – 30, 2008. St. Petersburg, Petrodvorets. Book of Abstracts. – Pp. 51 – 52.

121. Григоренко Е. И., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Эффекты в ионосфере и атмосфере, вызванные солнечным затмением 29 марта 2006 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2008. – Т. 48, № 3. – С. 350 – 364.

122. Grigorenko E. I., Lyashenko M. V., Chernogor L. F. Effects of Solar Eclipse of March 29, 2006, in the Ionosphere and Atmosphere // Geomagnetism and Aeronomy. – 2008. – V. 48, No 3. – Pp. 337 – 351.

123. Черногор Л. Ф. Эффекты солнечных затмений в приземной атмосфере // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 44, № 4. – С. 467 – 482.

124. Chernogor L. F. Effects of Solar Eclipses in the Surface Atmosphere // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. – 2008. – V. 44, No 4. – Pp. 432 – 447.

125. Черногор Л. Ф. Современные методы спектрального анализа квазипериодических и волновых процессов в ионосфере: особенности и результаты экспериментов // Геомагнетизм и аэрномия. – 2008. – Т. 48, № 5. – С. 681 – 702.

126. Chernogor L. F. Advanced Methods of Spectral Analysis of Quasiperiodic Wave-Like Processes in the Ionosphere: Specific Features and Experimental Results // Geomagnetism and Aeronomy. – 2008. – V. 48, No 5. – Pp. 652 – 673.

127. Chernogor L. F., Rozumenko V. T. Earth – Atmosphere – Geospace as an Open Nonlinear Dynamical System // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2008. – V. 13, № 2. – Pp. 120 – 137.

128. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Сверхширокополосные сигналы и физические процессы. 1. Основные понятия, модели и методы описания // Радиофизика и радиоастрономия. – 2008. – Т. 13, № 2. – С. 166 – 194.

129. Вишневский О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Вигнер-анализ модельных сигналов с особенностями // Радиофизика и радиоастрономия. – 2008. – Т. 13, № 2. – С. 195 – 209.

130. Chernogor L. F., Panasenko S. V., Rozumenko V. T., Tyrnov O. F. The observational features of the november 7 – 10, 2004 geospace superstorm in the lower ionosphere // Fourth UN/ESA/NASA/JAXA/BAS Workshop on the International Heliophysical Year 2007 and Basic Space Science "First Results from the International Heliophysical Year 2007". Solar-Terrestrial Influences Laboratory at the Bulgarian Academy of Sciences. 02 – 06 June 2008, Sozopol, Bulgaria. Book of Abstracts. – Pp. 50 – 51.

131. Chernogor L. F., Grigorenko Ye. I., Lysenko V. N., Rozumenko V. T., Taran V. I. Ionospheric Storms Associated with

Geospace Storms as Observed with the Kharkiv Incoherent Scatter Radar // Fourth UN/ESA/NASA/JAXA/BAS Workshop on the International Heliophysical Year 2007 and Basic Space Science "First Results from the International Heliophysical Year 2007". Solar-Terrestrial Influences Laboratory at the Bulgarian Academy of Sciences. 02 – 06 June 2008, Sozopol, Bulgaria. Book of Abstracts. – P. 52.

132. Черногор Л. Ф. Взрывы на газопроводах и аварии на газовых хранилищах – источник экологических катастроф в Украине // Экологія і ресурси. – 2008. – № 3. – С. 56 – 72.

133. Черногор Л. Ф. Физика вариаций космической погоды. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 62.

134. Бурмака В. П., Котов Д. В., Черногор Л. Ф. Возмущения параметров ионосферной плазмы над Харьковом, вызванные стартами ракет с космодрома Байконур. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 29.

135. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Возмущения ионосферы во время геокосмических бурь по данным харьковского радара некогерентного рассеяния. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 31.

136. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Возмущения динамики и теплового режима верхней атмосферы во время геокосмических бурь. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 32.

137. Емельянов Л. Я., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Региональная модель основных параметров ионосферной плазмы. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 34.

138. Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Региональная модель параметров динамических процессов в ионосфере. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 35.

139. Панасенко С. В., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики параметров ветра в мезосфере над Украиной. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 41.

140. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные эффекты стартов ракет с крупнейших космодромов мира, регистрируемые вблизи г. Харькова. Сборник тез. 1 – 7 сентября 2008 г. Крым, Евпатория. – С. 25.

141. Chernogor L. F., Lazorenko O. V. System spectral analysis of the ultrawideband signals // The Fourth International Conference on Ultrawideband and Ultrashort impulse signals. September 15 – 19, 2008. Sevastopol, Ukraine. Proceedings. – Pp. 45 – 50.

142. Chernogor L. F., Shamota M. A. Modern spectral analysis of the UWB magnitometric signals // The Fourth International Conference on Ultrawideband and Ultrashort impulse signals. September 15 – 19, 2008. Sevastopol, Ukraine. Proceedings. – Pp. 108 – 110.

143. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Lazorenko S. V. Wavelet analysis of the ultrawideband signals // The Fourth International Conference on Ultrawideband and Ultrashort impulse signals. September 15 – 19, 2008. Sevastopol, Ukraine. Proceedings. – Pp. 210 – 212.

144. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Vishnivetskiy O. V. Choi-Williams analysis of the non-linear ultrawideband signals // The Fourth International Conference on Ultrawideband and Ultrashort impulse signals. September 15 – 19, 2008. Sevastopol, Ukraine. Proceedings. – Pp. 235 – 237.

145. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Волновые возмущения геомагнитного поля, сопутствовавшие стартам ракет с космодрома Плесецк // Космічна наука і технологія. – 2008. – Т. 14, № 3. – С. 29 – 38.

146. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов КНР // Космічна наука і технологія. – 2008. – Т. 14, № 4. – С. 92 – 101.

147. Chernogor L. F. The geomagnetic effect of the Vitim bolide of September 24, 2002. // Comets Asteroids Meteors Meteorites Astroblemes Craters. September 28 – October 3, 2008. Vinnytsia, Ukraine. Proceedings. – P. 39.

148. Черногор Л. Ф. Вековой юбилей Тунгусского феномена. Каких космических сюрпризов ждать землянам? // Comets Asteroids Meteors Meteorites Astroblemes Craters. September 28 – October 3, 2008. Vinnytsia, Ukraine. Proceedings. – P. 81.

149. Черногор Л. Ф., Шамота М. А. Геомагнитные пульсации, сопутствовавшие стартам ракет с космодромов Мыс Канаверал и Куру // Космічна наука і технологія. – 2008. – Т. 14, № 6. – С. 89 – 98.

150. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Сверхширокополосные сигналы и физические процессы. 2. Методы анализа и применение // Радиофизика и радиоастрономия. – 2008. – Т. 13, № 4. – С. 270 – 322.

151. Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Атмосферно-ионосферные эффекты частного солнечного затмения 3 октября 2005 г. в Харькове. 2. Моделирование и обсуждение результатов // Космічна наука і технологія. – 2008. – Т. 14, № 1. – С. 57 – 64.

152. Дзюбанов Д. А., Ляшенко М. В., Черногор Л. Ф. Исследование и моделирование вариаций параметров ионосферной плазмы в период минимума 23-го цикла солнечной активности // Космічна наука і технологія. – 2008. – Т. 14, № 1. – С. 44 – 56.

153. Пазюра С. А., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Особенности ионосферной бури 4 – 6 апреля 2006 г. // Космічна наука і технологія. – 2008. – Т. 14, № 1. – С. 65 – 76.

154. Бурмака В. П., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере в период весеннего равноденствия 2006 г. // Космічна наука і технологія. – 2008. – Т. 14, № 4. – С. 82 – 91.

**1804** Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина **2008**



**В. Н. Каразин** (1773 – 1842 гг.) – «украинский Ломоносов». Основал в г. Харькове первый классический (модерный) университет на украинских землях. Известный украинский природовед. Его научные труды, посвященные метеорологии, атмосферному электричеству, астрономии, химии, агрономии и другим разделам естествознания, значительно опередили свое время. Впервые указал на возможность и способ управления погодой.

**1804** Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина **2008**



Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина – один из старейших университетов Восточной Европы. Основан в 1803 г., создан в 1804 г., открыт 17 (29) января 1805 г.

С историей Харьковского университета связаны имена трех лауреатов Нобелевской премии: С. Кузнеця, Л. Ландау, И. Мечникова, а также таких всемирно известных ученых, как историк Д. Багалей, лингвист А. Потебня, астроном Н. Барабашов, физико-химик Н. Бекетов, математики А. Ляпунов, В. Марченко, А. Погорелов, В. Стеклов, радиофизики С. Брауде, Л. Литвиненко, Д. Рожанский, А. Слуцкий, А. Усиков, В. Шестопалов, В. Яковенко, физики А. Ахиезер, В. Барьяхтар, Б. Веркин, А. Галкин, К. Синельников и др.

Сегодня в университете 20 факультетов, где обучается более 13 тыс. студентов по более чем 60 специальностям и 80 специализациям, работает более 2 тыс. преподавателей и научных сотрудников, среди которых более 300 докторов наук, около 800 кандидатов наук, 20 академиков, 50 лауреатов Государственных премий.

С 1974 г. является членом Международной Ассоциации Университетов под эгидой ЮНЕСКО.

Радиофизический факультет – один из ведущих факультетов университета. В 2008 г. ему исполнилось 56 лет. Среди преподавателей факультета 6 академиков, 1 член-корреспондент НАН Украины, 20 докторов наук и профессоров, 20 лауреатов Государственных премий.

Наукове видання

**Чорногор Леонід Феоктистович**

**ПРО НЕЛІНІЙНІСТЬ В ПРИРОДІ ТА НАУЦІ**  
*Російською мовою*

Коректор О. В. Гавриленко

Комп'ютерна верстка М. В. Ляшенко

Макет обкладинки І. М. Дончик, Л. Ф. Чорногор

Підписано до друку 25. 12. 2008 р. Формат 60x84 1/16

Ум. дрк. арк. 24 + 4,00 вкл. Обл.-вид. арк. 19,2 + 1,30

Папір офсетний. Друк ризографічний.

Тираж 200 пр.

61077, Харків, майд. Свободи, 4

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Видавництво ХНУ імені В. Н. Каразіна

Надруковано ФОП "Петрова І. В."

61144, Харків – 144, вул Гв. Широнінців 79<sup>в</sup>, к. 137. Тел. 362-01-52

Свідоцтво про про державну реєстрацію ВОО № 948011 від 03.01.03