

**В. Ф. Федоров, Ю. Б. Котов,
К. С. Мозгов, Т. А. Семенова**

МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА



URSS
МОСКВА

**Федоров Виталий Федорович,
Котов Юрий Борисович,
Мозгов Константин Сергеевич,
Семенова Татьяна Алексеевна**

Микроволновое излучение ядерного взрыва. — М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013. — 304 с.

Настоящая книга посвящена разработке основ микроволнового метода мониторинга атмосферы. Рассмотрены механизмы генерации электромагнитного сигнала в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн при ядерных взрывах. Исследована структура микроволнового сигнала, получены зависимости радиояростной температуры плазмы взрыва от энергии, высоты и типа источника. Выделены информативные параметры, позволяющие идентифицировать источник и определить его характеристики. Последняя глава книги посвящена расчетам неравновесного оптического излучения. Показано, что комплексное использование светового и микроволнового диапазонов при дистанционном мониторинге увеличивает вероятность и надежность обнаружения объектов.

Книга предназначена для специалистов, работающих в области мониторинга атмосферы, она также будет полезна научным работникам, аспирантам и студентам старших курсов вузов.

Издательство «Книжный дом «ЛИБРОКОМ»».
117335, Москва, Нахимовский пр-т, 56.
Формат 62×90/16. Печ. л. 19. Зак. № ВТ-66.

Отпечатано в ООО «ЛЕНАНД».

117312, Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, 11А, стр. 11.

ISBN 978-5-397-03594-1

© Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2012

10744 ID 167885



Все права защищены. Никакая часть настоящей книги не может быть воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на магнитный носитель, а также размещение в Интернете, если на то нет письменного разрешения владельца.

Оглавление

Предисловие	7
Введение	11
1 Газодинамические характеристики горячей плазмы	15
1.1 Основные этапы развития процессов	16
1.2 Свойства огненного шара	21
1.2.1 О влиянии ударной волны на распространение тепловой	22
1.2.2 О влиянии выделившейся при взрыве массы на распространение тепловой волны	27
1.2.3 Автомодельная задача о распространении тепловой волны в прогретой среде	31
1.2.4 Автомодельная задача о распространении гомотермической ударной волны в прогретой среде	35
1.2.5 Автомодельная задача о распространении гомотермической волны разрежения в пустоту	38
1.2.6 Автомодельная задача о распространении гомотермической ударной волны в атмосфере вблизи плотной среды	41
1.2.7 О влиянии магнитного поля на распространение ударной волны в неоднородной атмосфере	46
2 Электрофизические характеристики плазменного образования	53

2.1	Электрофизические свойства ионизированной воздушной среды	53
2.1.1	Концентрация электронов и ионов в области частичной ионизации и вблизи границы области повышенной ионизации	54
2.1.2	Диэлектрическая проницаемость и электропроводность воздушной плазмы	57
2.1.3	Коэффициент поглощения микроволнового излучения	58
2.2	Средства регистрации излучения	61
2.3	Механизмы генерации микроволнового излучения	64
3	Когерентное излучение в микроволновом диапазоне	69
3.1	Излучение возвратного удара молнии	69
3.2	Генерация сигнала длиннопробежными частицами	77
3.2.1	Модель тока электронов	77
3.2.2	Методика расчета сигнала	80
3.3	Электромагнитное излучение двойных взрывов	83
3.3.1	Расчет характеристик излучения при малом расстоянии между зарядами по сравнению с длиной пробега гамма-квантов	84
3.3.2	Расчет характеристик излучения при расстоянии между зарядами, сравнимом с длиной пробега гамма-квантов	86
4	Тормозное излучение области частичной ионизации	91
4.1	Начальная стадия излучения	92
4.2	Излучение плазмы, образованной мгновенными нейтронами	95
4.3	Микроволновое излучение в спектральных линиях	101
4.4	Излучение космического источника	106
4.5	О синхротронном механизме генерации	113
5	Радиотепловое излучение взрыва	117
5.1	Радиояркая температура плазменного образования	117

5.1.1	Методика расчета радиояркой температуры при плавном изменении электрофизических свойств на границе плазменного образования	118
5.1.2	Методика расчета радиояркой температуры при резком изменении электрофизических свойств на границе плазменного образования	120
5.2	Методы решения уравнения переноса	123
5.3	Излучение тепловой и ударной волн	124
5.4	Радиотепловое излучение контактного взрыва	129
5.5	Излучение тепловой и ударной волн высотных взрывов	131
5.6	Информативные признаки радиотеплового излучения	133
5.7	Об активном методе регистрации	139
6	Компьютерное моделирование процессов излучения	141
6.1	Принципы построения пакета программ	143
6.1.1	Организация пакета	146
6.1.2	Расчет поля концентраций	148
6.1.3	Аппроксимация коэффициентов поглощения	153
6.1.4	Расчет оптической толщины плазмы	155
6.1.5	Методика расчета радиояркой температуры воздушной плазмы	158
6.2	Геометрическая классификация задач	161
6.2.1	Источник ионизирующих излучений ниже 40 км	163
6.2.2	Источник ионизирующих излучений расположен выше 40 км	168
7	Некоторые результаты компьютерного моделирования	177
7.1	Микроволновое излучение взрыва в приземной атмосфере	178
7.1.1	Микроволновое излучение атомных взрывов	179
7.1.2	Тормозное излучение термоядерных взрывов	189
7.1.3	Тормозное излучение нейтронного источника	192
7.1.4	Излучение контактного взрыва	198
7.2	Излучение стратосферных взрывов	200
7.3	Моделирование некогерентного излучения двойного взрыва	204

7.4	Структура микроволнового сигнала	210
8	Экспериментальные исследования	215
8.1	Радиометрический комплекс	216
8.2	Регистрация микроволнового излучения лазерной плазмы	221
8.3	Сигнал от потока электронов высокой энергии	224
8.4	Излучение при электрическом взрыве проволочек	225
8.5	Излучение высоковольтного разряда	227
8.6	Микроволновое излучение молний	228
9	Неравновесное световое излучение	233
9.1	Моделирование излучения малозаглубленных источников	238
9.1.1	Особенности генерации сигнала в воздухе ионизирующим излучением	238
9.1.2	Аналитическая оценка параметров светового излучения	245
9.1.3	Моделирование светового сигнала методом Монте-Карло	251
9.2	Моделирование излучения атмосферных источников	260
9.2.1	Аналитическая оценка параметров излучения	261
9.2.2	Расчет методом Монте-Карло параметров источника	266
9.2.3	Моделирование методом Монте-Карло светового сигнала	271
9.3	Определение параметров атмосферного источника	282
	Литература	288

Предисловие

Исследование физики взрывов, сопровождающихся выходом нейтронов, рентгеновским излучением или выбросом гамма-квантов, продолжается более полувека. Взрыв представляет собой уникальное физическое явление, интерес к которому объединяет научных специалистов самых разных направлений [1], [2].

Несмотря на многолетний запрет ядерных экспериментов в космосе и атмосфере¹, всегда остается вероятность использования таких взрывов экстремистскими группами или государствами. С 1983 г. широко обсуждается принятая в США программа "стратегической оборонной инициативы" (СОИ) и связанные с ней программы систем противоракетной обороны (ПРО). Авторами работы [4] было показано, что развитие таких систем не исключает использования их в качестве стратегических наступательных вооружений. В частности, в системах ПРО могут быть использованы рентгеновские лазеры с накачкой от ядерного взрыва, что противоречит условиям указанных выше Договоров. Кроме того, возможны аварии на атомных объектах, время от времени происходящие, несмотря на всевозможные меры, направленные на укрепление степси безопасности их работы. Недавние события на японской станции Фукусима (11 марта 2011 г. [5]) являются грустным свидетельством такой возможности.

Поэтому разработка методов мониторинга атмосферы, методов обнаружения и идентификации такого типа событий остается актуальной и поныне. Службой Специального Контроля [3] разработано много разных методов контроля за ядерными взрывами. Одним из самых распространенных современных методов является регистрация электромагнитного импульса в широком спектре частот: от гамма- и рентгеновского излучения (с частотами $\sim 10^{15}$ Гц) до радиодиапазона и крайне низких частот (диапазон КНЧ, частоты до сотых долей Гц).

¹Первый Договор о запрещении испытаний ядерного оружия в атмосфере, космическом пространстве и под водой подписан 5 августа 1963 г. Договор о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний (ДВЗЯИ) — в 1996 г. [3].

Системы дистанционного мониторинга высокоэнергетических процессов в атмосфере Земли используются для решения широкого круга как научных (диагностика космических лучей, регистрация всплесков космического гамма-излучения и др.), так и прикладных (контроль за исполнением договоров о запрещении и ограничении испытаний ядерного оружия и др.) задач, имеющих важное значение для мирового сообщества.

Эффективность системы дистанционного мониторинга во многом зависит от выбора вида регистрируемого электромагнитного излучения, источником которого является объект мониторинга. Выбор во многом определяется особенностями процессов генерации электромагнитного излучения и его распространения в атмосфере Земли.

В этой книге мы в основном будем говорить о генерации микроволнового излучения воздушных взрывов, хотя некоторые из результатов этой работы могут быть предложены и для использования их в целях обнаружения нештатных ситуаций на атомных станциях. Однако последнюю главу мы посвятили особенностям неравновесного светового излучения. Комплексное использование светового и микроволнового радиодиапазона при дистанционном мониторинге увеличивает вероятность и надежность обнаружения объекта.

Несмотря на интенсивные и длительные исследования физики ядерных взрывов, на сегодняшний день еще не все экспериментально наблюдающиеся явления нашли полное физическое объяснение. Не исследовано до конца и электромагнитное излучение, генерируемое ядерным взрывом. Наиболее исследована когерентная часть электромагнитного импульса, максимум спектральной энергии которого приходится на СДВ-диапазон (с частотами порядка 10 килогерц или менее). В этом диапазоне используется радиотехнический метод мониторинга, удобный своей всепогодностью. Хорошо развит и широко применяется оптический метод контроля. Оптические явления взрывов были детально исследованы и описаны в литературе (см., например, работу Б.Я. Зельдовича и Ю.П. Райзера [6]). Оптический метод контроля — один из основополагающих в задачах обнаружения — обладает высоким разрешением, но очень чувствителен к погодным условиям. Разработан магнитный метод контроля, регистрирующий крайне низкочастотные электромагнитные возмущения. Основы этого метода изложены в работе [7].

Эта книга посвящена основам микроволнового метода мониторинга (в диапазоне частот 1010—1013 Гц), обладающего достоинствами оптического и радиотехнического методов. Благодаря существующим окнам прозрачности воздуха (вблизи длин волн 3,3 см, 8,6 и 2,3 мм) регистрация излучения в этих спектральных диапазонах позволяет сочетать высокую точность измерений (как у оптического метода) с

независимостью от погодных условий радиотехнического метода. Возможность комплексного использования микроволнового и оптического контроля за состоянием атмосферы позволит существенно увеличить точность и надежность идентификации источника электромагнитных излучений. В связи с этим последнюю главу книги мы посвятили некоторым проблемам генерации светового излучения.

Одним из центральных механизмов генерации некогерентного микроволнового сигнала является радиотепловое излучение фронта ударной волны, зарождающейся внутри тепловой, и затем внешней ударной волны. Характер этого излучения зависит от газодинамических процессов взрыва. Поэтому первая глава книги посвящена особенностям этих процессов.

Авторы поставили следующие задачи:

изучение влияния газодинамических процессов на генерацию электромагнитного импульса;

исследование механизмов генерации когерентной части сигнала в микроволновом диапазоне;

исследование механизмов генерации некогерентного микроволнового излучения;

исследование структуры микроволнового сигнала и выделение информативных параметров, позволяющих идентифицировать взрыв;

компьютерное моделирование процессов генерации некогерентного микроволнового излучения;

исследование параметров неравновесного оптического излучения, генерируемого ионизирующими излучениями взрыва вблизи границы между плотной средой и воздухом.

Книга включает в себя часть многолетних исследований электромагнитного излучения ядерных взрывов, проводившихся в стенах Московского инженерно-физического института (теперь это Национальный исследовательский ядерный университет НИЯУ "МИФИ"). Эти работы были начаты профессором Л.П. Горбачевым совместно со Службой Специального Контроля.

Приносим глубокую благодарность всем коллегам, с которыми пришлось работать над разработкой методов контроля, особенно В.П. Бусыгину и Н.Н. Взорову за неоднократные обсуждения проблем. Мы также очень признательны А.Б. Горелику, Ю.А. Фролову и П.О. Шипкову за разработку аппаратуры и участие в экспериментах, а также В.Б. Соколову за помощь в организации и проведении экспериментов по регистрации микроволнового излучения.

Введение

Последние 30—40 лет интенсивно развивается микроволновая радиометрия. Микроволновые методы применяются практически во всех областях фундаментальной науки и техники: в радиоастрономии, радиоспектроскопии, физике ускорителей элементарных частиц, молекулярной физике, диагностике и нагреве плазмы, в биологии, химии, геофизике, почвоведении и др. [8]. В микроволновом диапазоне удастся решить целый ряд новых задач: создание глобальных систем спутниковой связи и многоканального телевидения, систем всепогодного радиовещания высокого и сверхвысокого разрешения, передачи энергии по микроволновому каналу для питания летательных аппаратов, воздействия на биологические объекты (с медицинскими целями и для изучения фундаментальной природы биологических сред) и т.д. Сантиметровый, миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны электромагнитных волн уже широко используются во многих областях деятельности человека. Средства навигации и связи в этом диапазоне имеют большие преимущества перед традиционными. В микроволновых методах объединяются достоинства оптической и радиосвязи: всепогодность, высокая точность, слабое влияние помех из-за высокого пространственного разрешения. Микроволновый сигнал слабо искажается при распространении [8].

Создаются перспективные микроволновые системы связи миллиметрового диапазона [9]: наземные, спутниковые и размещаемые на высотном беспилотном летательном аппарате. Быстрое развертывание, всепогодность, высокая надежность, отсутствие кабеля, возможность обеспечения широкой полосы частот в канале передачи информации и прямого включения в существующие сети спутниковой, радиорелейной и сотовой связи делают микроволновые системы уникальными для целого ряда приложений. Применение миллиметровых волн существенно увеличивает пропускную способность радиоканала, помехозащищенность и надежность передачи информации, уменьшает массогабаритные параметры и энергопотребление системы связи.

Из многочисленных применений микроволновой аппаратуры выделим возможность активного и пассивного мониторинга Земли и космического пространства [10], [11] в разнообразных целях — от экологии до военных проблем.

Экологический мониторинг атмосферы позволяет обнаруживать и контролировать опасные последствия деятельности человека. В работе [12], например, плазму, образованную радиоактивными выбросами, зондируют радиоволнами и определяют ее электронную концентрацию. Метод использован на длинах волн от 33 м до 3,3 см при анализе работы атомных и угольных электростанций, а также при идентификации рудников и карьеров, содержащих радиоактивные элементы. Приведены результаты просвечивания плазмы, возникшей при нештатных выбросах Запорожской (30.10.1989) и Смоленской (21.08.1991) атомных электростанций. Дальность регистрации была 59 км в первом случае и 42 км во втором.

Актуален и мониторинг малых газовых составляющих атмосферы антропогенного происхождения — в первую очередь, окиси углерода CO [13], [14], окислов азота NO и NO₂, двуокиси серы SO₂ [14]–[16], определение содержания озона [14]. Возможность радиометрической индикации малых газовых составляющих и контроль их содержания основаны на свойствах собственного (теплого) радиоизлучения атмосферы как нагретого тела. Для оценки концентрации выбросов используется разность яркостных температур загрязненной области и чистой атмосферы.

Нашей задачей является использование микроволнового диапазона для обнаружения различных объектов и определения их характеристик по их излучению. К таким объектам могут быть отнесены воздушные и космические взрывы [17]–[21], молниевый разряд [22], [23], взрывы проволочек, электрический разряд в воздухе [24]–[27], сильные вспышки на Солнце и других звездах [27]–[33], плазменные и любые другие источники коротких микроволновых импульсов [34]–[39]. Обнаружение подобных объектов возможно в настоящее время в связи с созданием компактных высокочувствительных микроволновых радиометров с малыми временами накопления, позволяющих измерять яркостную температуру от единиц кельвин и выше.

Целью исследований были: изучение разнообразных механизмов генерации микроволнового излучения, поиск информативных параметров микроволнового сигнала, позволяющих идентифицировать источник излучения и оценить его характеристики. Полученные результаты могут быть использованы для разработки метода микроволнового мониторинга атмосферы в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Ожидаемые формы электромагнитных сигналов просчитаны аналитически и получены методами компьютерного моделирования плазмы

взрыва. Приведены результаты экспериментов по регистрации миллиметрового излучения различных источников.

В книге в теоретических расчетах в большинстве случаев используется гауссова система единиц, но окончательные оценки измеряемых величин — спектральной мощности излучения, энергии и др. — приведены в Международной системе единиц СИ.

Глава 1

Газодинамические характеристики горячей плазмы

Важнейшей задачей в проблеме генерации электромагнитного импульса является определение физических параметров излучающей области плазменного образования. При взрыве образуется высокотемпературная область повышенной ионизации со степенью ионизации $\alpha \geq 1$. Будем далее для краткости называть ее *огненным шаром*. Интенсивный поток гамма-излучения и нейтронов выходит за пределы огненного шара. Длины свободного пробега этого излучения зависят от плотности воздуха и, следовательно, высоты взрыва. В приземных слоях длина свободного пробега ионизирующего гамма-излучения составляет примерно 300 м, на высотах 10 км — около километра, а на высотах 30–40 км достигает нескольких десятков километров. Будем это ионизирующее излучение (нейтроны и гамма-кванты) называть *длиннопребезным*. Длиннопребезное излучение взрыва ионизирует воздух и создает холодную область частичной ионизации со степенью ионизации меньшей единицы. В этой главе будут рассмотрены некоторые задачи газовой динамики, имеющие отношение к генерации электромагнитного излучения взрывов разных типов.

1.1 Основные этапы развития процессов

Широко известны классические работы по газодинамике взрывов [6], [40]—[43]. К ним мы будем обращаться в тексте книги по мере необходимости. Здесь подробнее остановимся на обзоре Гласстоуна, посвященном действию ядерного взрыва [44], и работах Броуда [45]—[53]. В обзоре [44] сделан разбор большинства эффектов, сопровождающих воздушный взрыв, тогда как работы Броуда отличаются проведением тщательных расчетов, позволяющих оценить основные динамические, термодинамические и радиационные характеристики явления. В них рассматривается поведение огненного шара, образование и развитие радиационной (далее мы будем называть ее *тепловой*) волны, процесс образования и расширения ударной волны, рассчитаны профили температуры, плотности вещества, давления газа на разных стадиях развития взрыва. Обсуждаются изменения параметров взрыва при изменении энергии и высоты взрыва. Большинство работ Броуда посвящено расчету параметров взрывов на ЭВМ.

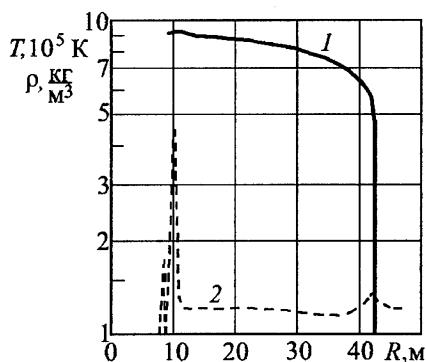


Рис. 1.1: Профили температуры и плотности к моменту $t \approx 34$ мкс: 1 — профиль температуры; 2 — профиль плотности

ра практически не отличается от плотности окружающего воздуха. Только вблизи центра огненного шара (при $R \approx 10$ м) видим сильное сжатие, связанное с зарождением внутренней ударной волны.

В первые моменты времени происходит быстрое расширение тепловой волны, обусловленное поступлением радиационной энергии от взрыва. Распределение температуры по радиусу огненного шара при

Обсудим некоторые важные данные из работы [45] и основные этапы развития воздушного взрыва. На рис. 1.1 приведены профили температуры и плотности в огненном шаре для мегатонного заряда на уровне моря спустя первые 34 микросекунды после подрыва. Для этой стадии характерно, что температура мало меняется в пределах огненного шара и резко падает в очень узкой зоне фронта (кривая 1). С другой стороны плотность среды (пунктирная кривая 2) внутри шара

мегатонном взрыве на уровне моря показано для нескольких моментов времени на рис. 1.2.

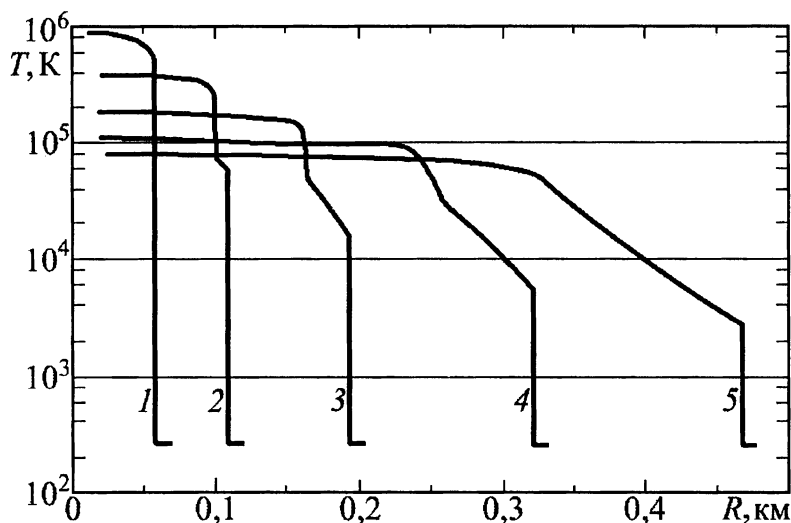


Рис. 1.2: Профили температуры огненного шара в начальные моменты времени: 1 — $t = 0,075$ мс; 2 — $t = 1,4$ мс; 3 — $t = 7,0$ мс; 4 — $t = 28$ мс; 5 — $t = 74$ мс

Кривая 1 на рисунке соответствует моменту времени $t = 75$ мкс и представляет профиль тепловой волны. Тепловую волну с практически однородным по объему распределением температуры будем называть гомотермической в соответствии с работой [41]. При $t > 1$ мс фронт ударной волны, зародившейся внутри огненного шара, догоняет фронт тепловой. Это видно на рис. 1.2, где уже на кривой 2, построенной для $t = 1,4$ мс, меняется профиль температуры. Самая низкая температура в огненном шаре приходится на фронт ударной волны. Теперь граница огненного шара определяется фронтом ударной волны (а не тепловой), в области повышенной ионизации плотность вещества быстро падает, а плотность на фронте ударной волны резко возрастает.

Переход от тепловой волны к ударной иллюстрирует рис. 1.3, на котором приведены профили давления в огненном шаре в те же моменты времени.

Пока температура внутри огненного шара высока ($\sim 10^4 - 10^5$ К) размеры шара определяются радиусом фронта тепловой волны, за-

хватывающей все большие объемы окружающего воздуха. Но по мере расширения ударной волны, температура за ее фронтом падает, и когда она снижается до температуры порядка 2 тысяч кельвин, рост огненного шара прекращается. Ударная волна отрывается от огненного шара и распространяется независимо от него. При мегатонном взрыве на уровне моря, описанном Брудом, это происходит при $t \approx 80$ мс.

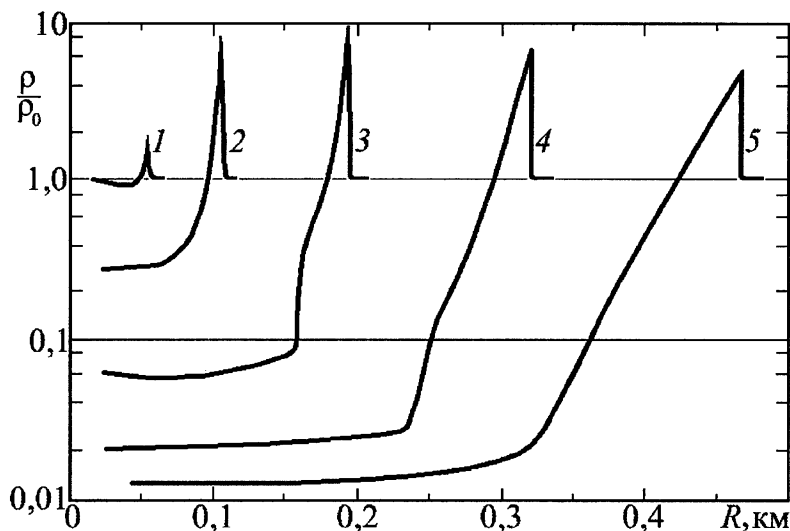


Рис. 1.3: Плотность огненного шара в зависимости от радиуса для мегатонного взрыва: 1 - $t = 0,075$ мс; 2 - $t = 1,4$ мс; 3 - $t = 7,0$ мс; 4 - $t = 28$ мс; 5 - $t = 74$ мс

На рис. 1.4 приведено из работы [45] схематическое изображение распределения температуры огненного шара на поздней стадии к моменту времени $t = 80$ мс. Высокие температуры сохраняются к этому моменту в пределах области с радиусом $\sim 1,5$ км. Ударная волна оторвалась от огненного шара, а на его периферии температура падает до двух тысяч кельвин.

Для контактных взрывов подробное исследование всех стадий взрыва от образования на ранней стадии огненного шара из нагретых до высокой температуры паров бомбы до момента отрыва ударной волны от огненного шара и подъема его в атмосферу приведено в работах [45], [51], [53]. Там же имеются приближенные формулы, позволяющие рассчитать давление на фронте и за фронтом ударной волны на поверхности Земли в зависимости от времени и расстояния до центра

взрыва. Подробный обзор экспериментов со взрывами на выброс и механические характеристики взрывов в разных грунтах приведены в работах [54], [55]. Физические модели образования воронки и вопросы генерации электромагнитных волн контактными взрывами рассмотрены в работе [56].

Электромагнитное излучение взрыва, обладающее громадным частотным спектром, обусловлено разными стадиями развития огненного шара. Поэтому все процессы ядерного взрыва можно условно привязать к определенным временным этапам. Целесообразность подобного разбиения можно обосновать следующими соображениями: во-первых, для каждого нестационарного процесса можно вычислить его характерное время; во-вторых, логично предположить, что процессы, охватываемые данной стадией, влияют на генерацию электромагнитного сигнала соответствующего диапазона частот. Сказанное в равной степени относится и к радиотехническому (кило- и мегагерцы) диапазону, и к световому, и к крайне низкочастотному (доли герца и герцы). Сказанное верно и для микроволнового участка спектра.

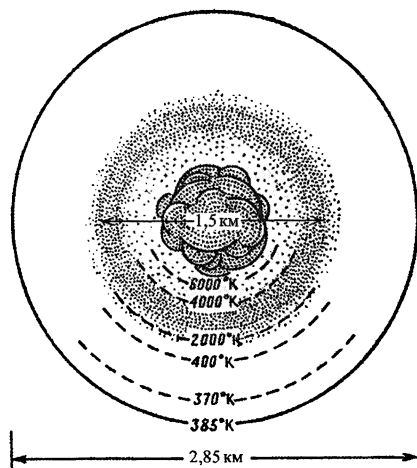


Рис. 1.4: Поздняя стадия расширения огненного шара: $t = 1,3$ с, $q = 1$ Мт

Отметим характерные временные рамки процессов при воздушных ядерных взрывах.

1. Интервал времени 10^{-9} — 10^{-7} с.

Последовательность событий ядерного взрыва начинается с высвобождения ядерной энергии. Большая часть выделившейся энергии уносится за пределы конструкции рентгеновским излучением. Рентгеновское излучение формирует расширяющуюся область высокой плотности энергии (температуры) — огненный шар. При высокой температуре почти все электроны оторваны от ядер и поглощение энергии в области огненного шара незначительно. Температура огненного шара почти постоянна [45], [62]. Любое дополнительно подводимое количе-

ство энергии передается окружающему холодному воздуху почти с той же скоростью, с которой оно выделяется. В окружающую воздушную среду выходят мгновенные гамма-кванты и нейтроны. В микроволновом диапазоне электромагнитного сигнала с этой стадией связана генерация когерентной его части, обусловленная, как правило, асимметрией выхода мгновенных гамма-квантов и соответствующей асимметрией тока комптоновских электронов в воздухе.

2. Интервал времени 10^{-7} — 10^{-5} с.

После того, как вся энергия рентгеновского излучения передана окружающей воздушной среде, огненный шар переходит в стадию диффузного роста (стадию тепловой волны). Радиус огненного шара (радиус тепловой волны r_T в метрах) к этому моменту времени оценивается формулой

$$r_T \approx 30(q/\eta)^{1/3},$$

где q — тротиловый эквивалент в мегатоннах; η — отношение плотности воздуха на высоте взрыва к плотности на уровне моря.

Резкий перепад плотностей на границе между взорванным веществом и воздухом приводит к разлету вещества, причем контактная граница действует как поршень, сжимая окружающий оболочку конструкции воздух. Образуется внутренняя ударная волна.

Нейтроны, оставшиеся внутри оболочки, термализуются. Например, время замедления нейтронов с первоначальной энергией 10 МэВ до тепловых скоростей (~ 1 кэВ) в оболочке составляет $\sim 10^{-7}$ секунды [63]. По мере разлета оболочки термализованные нейтроны выходят в окружающую воздушную среду. В окружающей среде распространяются мгновенные нейтроны и гамма-кванты. Взаимодействие нейтронов с воздухом образует объемный источник гамма-излучения. Гамма-излучение создает частично ионизованную область, окружающую огненный шар. На этой стадии взрыва область частичной ионизации генерирует тормозное (некогерентное) микроволновое излучение.

3. Интервал времени 10^{-5} — 10^{-3} с.

По мере того, как скорость звука в нагретом газе становится равной скорости фронта тепловой волны, начинается образование внешней ударной волны, за которой бежит внутренняя. Зависимость от времени радиуса фронта внешней ударной волны подчиняется соотношению [40]

$$r \sim 30(q/\eta)^{1/5} t^{2/5}.$$

В воздушной среде, возмущенной ударными волнами, распространяются максвелловские нейтроны. Продолжается дальнейшая диффу-

зия и замедление мгновенных нейтронов. Поглощение нейтронов обеих групп происходит на ядрах азота по реакциям:

$$N^{14}(n, p)C^{14}, \text{ (сечение процесса } \sigma_{np} = 1,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2\text{);}$$

$$N^{14}(n, \gamma)N^{15}, \text{ (сечение процесса } \sigma_{n\gamma} = 0,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2\text{).}$$

Основным источником гамма-излучения является жесткое излучение захвата нейтронов азотом воздуха, но согласно работе [63] может быть существенным и излучение изомеров.

Этот интервал времени ответственен за генерацию электромагнитного импульса очень низкого диапазона частот (3—30 кГц). В этот же интервал попадает радиотепловое микроволновое излучение фронта ударной волны.

4. Интервал времени 10^{-3} — 10^{-1} с.

Происходит термализация и захват нейтронов в воздухе. Ударная волна достигает области замедления нейтронов. Основным источником гамма-квантов являются гамма-излучение захвата нейтронов и осколочное гамма-излучение. По мере остывания огненного шара снижается уровень радиотеплового излучения в микроволновом диапазоне.

5. Интервал времени 10^{-1} с — 10 мин.

Ударная волна отделяется от огненного шара и становится прозрачной. Излучает объем за ее фронтом. Огненный шар еще некоторое время расширяется и проходит через максимум температуры. Уже с первых микросекунд после взрыва в области частичной ионизации начинает расти [6] концентрация нейтральных молекул окиси азота, которая возрастает с постоянной времени около 12 мкс и затем сохраняется неизменной. Излучение молекул окиси азота при вращательных переходах попадает в окна прозрачности воздуха миллиметрового диапазона. Согласно работе [6] после остывания огненного шара в его объеме также оказывается большое число молекул окиси азота. Излучение в спектральных линиях этих молекул дает дополнительный вклад в микроволновый диапазон на поздней стадии взрыва.

1.2 Свойства огненного шара

В этом разделе приводятся постановка и решение некоторых газодинамических задач, имеющих отношение к генерации электромагнитного излучения разных типов взрывов. Рассмотренные задачи, являясь частью целого, могут найти применение и в других физических науках, например, в астрофизике. Рассматриваются автомодельные задачи о распространении тепловой и ударной волн в прогретой среде, о газо-

динамических процессах при взрывах вблизи плотной среды, обсуждается влияние ударной волны и массы выделившегося при взрыве вещества на распространение тепловой волны. Результаты решения газодинамических задач используются в следующих главах при расчетах параметров микроволнового импульса.

Первой задачей в проблеме генерации электромагнитного импульса является определение физических параметров излучающей области плазменного образования — газодинамических и электрофизических характеристик областей повышенной и частичной ионизации. Интересующий нас интервал времени $\sim 10^{-7} - 10^{-1}$ с.

1.2.1 О влиянии ударной волны на распространение тепловой

Закономерности распространения тепловой волны, вызванной сильным взрывом, описаны в ряде работ: [6], [41], [45], [57]—[59]. Численным методом проведено исследование взаимодействия тепловой и ударной волн в работе [45]. Здесь мы рассмотрим [60] приближенный метод оценки влияния ударной волны на распространение тепловой.

Пусть в начальный момент времени выделилась энергия E_0 , и от места выделения энергии распространяются сферические тепловая и ударная волны. Рассмотрим промежуток времени ($10^{-7} - 10^{-5}$ с), когда можно пренебречь энергией излучения и не учитывать процесс образования внешней ударной волны на фронте тепловой. Газ считается идеальным, физические свойства нагретого воздуха учитываются введением эффективных значений показателя адиабаты γ и молярной массы μ .

Уравнение переноса теплоты с учетом излучения в приближении лучистой теплопроводности запишем в виде

$$\frac{R\rho}{\mu(\gamma-1)} \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{\mu} \frac{d\rho}{dt} = -\nabla \mathbf{S}, \quad (1.1)$$

где \mathbf{S} — плотность потока лучистой энергии, R — универсальная газовая постоянная, T — температура.

При высокой температуре можно приближенно положить, что она постоянна по всей нагретой области:

$$\begin{aligned} T(r, t) &= T(t), & r &\leq r_T; \\ T(r, t) &= 0, & r &> r_T, \end{aligned}$$

где r_T — радиус фронта тепловой волны.

На фронте ударной волны ($r = r_1 < r_T$), распространяющейся в нагретом газе, должны выполняться соотношения, отражающие законы сохранения на изотермическом скачке уплотнения:

$$\begin{aligned} \rho_1(D - v_1) &= \rho_0 D; \\ p_1 + \rho_1(D - v_1)^2 &= p_0 + \rho_0 D^2; \\ \frac{(D - v_1)^2}{2} + \frac{S_0 - S_1}{\rho_0 D} &= \frac{D^2}{2}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где $S_0 - S_1$ — модуль плотности потока излучения с фронта ударной волны. Полагаем, что поток излучения обусловлен движением газа. Индексом 0 обозначены физические величины в невозмущенной среде, индексом 1 — те же величины за фронтом волны. Из соотношений (1.2) следует

$$S_0 - S_1 = \frac{\rho_0 D^3}{2} \left(1 - \frac{a^4}{D^4} \right), \quad (1.3)$$

где D — скорость фронта ударной волны; $a = \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$ — изотермическая скорость звука.

Движущийся со скоростью v газ обладает внутренней E_T и кинетической энергией E_k , при этом его полная энергия E_0 сохраняется:

$$E_0 = E_T + E_k = 4\pi \left[\int_0^{r_T} \frac{\rho RT}{\mu(\gamma - 1)} r^2 dr + \int_0^{r_1} \frac{\rho v^2}{2} r^2 dr \right]. \quad (1.4)$$

Распространение тепловой волны зависит от распределения плотности и скорости газа за фронтом ударной волны. Запишем приближенные соотношения

$$\rho = \rho_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^m, \quad m = 3 \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} - 1 \right); \quad (1.5)$$

$$v = D \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right) \frac{r}{r_1}. \quad (1.6)$$

Формула (1.5) предложена Я.Б. Зельдовичем [6] и справедлива для сильной ударной волны [60], [61]. Решим задачу приближенно. Умножив уравнение (1.1) на $4\pi r^2$, проинтегрируем его от 0 до r_T . Тогда, учитывая соотношения (1.3)—(1.6), получим

$$\frac{M_T R}{\mu(\gamma - 1)} \frac{dT}{dt} = 4\pi r_1^2 \rho_0 D^3 \left[\frac{1 - a^4/D^4}{2} - \frac{(1 - a^2/D^2)^3}{3 + m} \right] - 4\pi r_T^2 S_T, \quad (1.7)$$

где S_T — плотность потока излучения с фронта тепловой волны, $M_T = \frac{4}{3}\pi\rho_0 r_T^3$. Уравнение (1.1) с учетом движения приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho R T}{\mu(\gamma - 1)} + \frac{\rho v^2}{2} \right) = \\ = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 v \left(\frac{\rho R T}{\mu(\gamma - 1)} + \frac{\rho v^2}{2} + p \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 S). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Интегрируя (1.8) в пределах области, ограниченной ударной волной, получим

$$\begin{aligned} \frac{dE_k}{dt} + \frac{M_1 R}{\mu(\gamma - 1)} \frac{dT}{dt} = -4\pi r_1^2 S_0; \\ \frac{M_1 R}{\mu(\gamma - 1)} \frac{dT}{dt} = -4\pi r_1^2 \left[S_1 + \frac{3}{m+3} \rho_0 D^3 (1 - a^2/D^2) \right], \end{aligned} \quad (1.9)$$

где $M_1 = \frac{4}{3}\pi\rho_0 r_1^3$.

Исключая из соотношений (1.9) температуру газа и используя выражения (1.3)–(1.4), приходим к уравнению, описывающему изменение внутренней энергии E_T тепловой волны

$$\frac{dE_T}{dt} = 4\pi r_1^2 \rho_0 D^3 \left[\frac{(1 - a^4/D^4)}{2} - \frac{3(1 - a^2/D^2)}{m+3} \right]. \quad (1.10)$$

Подставляя в (1.10) значение

$$E_T = \frac{4}{3}\pi r_T^3 \rho_0 \frac{RT}{\mu(\gamma - 1)}$$

и воспользовавшись равенством (1.7), находим

$$\frac{dr_T}{dt} = \frac{S_T \mu(\gamma - 1)}{\rho_0 R T}. \quad (1.11)$$

Для определения закона распространения фронта тепловой волны по формуле (1.10) необходимо задать плотность потока излучения S_T с ее фронта. Если бы температура в тепловой волне поддерживалась строго постоянной по радиусу, то плотность потока излучения была бы равна

$$S_T = \sigma T^4, \quad (1.12)$$

где σ — постоянная Стефана-Больцмана. На самом деле температура зависит от r , что приводит к изменению величины (1.12) в $\xi \frac{l_R}{r_T}$ раз, где l_R — росселандов пробег.

Выберем численный коэффициент ξ таким, чтобы без учета движения газа закон распространения фронта тепловой волны совпадал с известным из автомодельного решения работы [6]. Если принять согласно работе [6] степенную зависимость росселандова пробега от температуры в виде $l_R = (T_k/10^6)^2$ м (T_k — температура в кельвинах), то

$$S_T = \frac{7,52}{r_T} \left(\frac{T}{10^6} \right)^2 \sigma T^4. \quad (1.13)$$

Закон распространения ударной волны определим, используя формулы (1.4)–(1.6) и соотношения на фронте волны (1.2):

$$\frac{dr_1}{dt} = D = \left[\frac{3(E_0 - E_T)}{2\pi r_1^3 \rho_0} \left(\frac{m+5}{m+3} \right) \right]^{1/2} \left(\frac{1}{1 - a^2/D^2} \right). \quad (1.14)$$

Температура газа вычисляется по формуле

$$T = \frac{3E_T(\gamma - 1)\mu}{4\pi r_T^3 \rho_0 R}. \quad (1.15)$$

Для сильной ударной волны, когда выполняются условия $a^2/D^2 \ll 1$ и $m \gg 5$, из уравнений (1.10)–(1.14) следует

$$\begin{aligned} \frac{dE_T}{dt} &= -\frac{dE_k}{dt} = 2\pi r_1^2 \rho_0 D^3; \\ \frac{dr_1}{dt} &= D = \left(\frac{3E_k}{2\pi r_1^3 \rho_0} \right)^{1/2}; \\ \frac{dr_T}{dt} &= \frac{\mu(\gamma - 1)7,52 \cdot 10^{-12} \sigma}{\rho_0 R} \left(\frac{3\mu(\gamma - 1)}{4\pi R \rho_0} \right)^5 \frac{E_T^5}{r_T^{16}}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Из первых двух уравнений (1.16) получим

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dt} (D^2 r_1^3) = -r_1^2 D^3.$$

Подставляя сюда $\frac{d}{dt} = D \frac{d}{dr_1}$ и интегрируя, имеем

$$r_1 = c_1(t + c_2)^{1/4}, \quad (1.17)$$

где c_1 и c_2 — постоянные, подлежащие определению.

Используя равенство (1.17), определяем из уравнений (1.16) значения E_T и r_T :

$$E_T = E_0(1 - e\tau^{-3/4}); \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} r_T &= \xi_0 E_0^{5/17} \{ \tau [1 - 20e\tau^{-3/4} - 20(e\tau^{-3/4})^2 + \\ &+ 8(e\tau^{-3/4})^3 - 5/2(e\tau^{-3/4})^4 + 4/11(e\tau^{-3/4})^5] + c_3 \}^{1/17} \approx \\ &\approx \xi_0 E_0^{5/17} [\tau(1 - 20e\tau^{-3/4}) + c_3]^{1/17}, \quad (1.19) \end{aligned}$$

где $\tau = t + c_2$; $e = \frac{4\pi\rho_0 c_1^5}{3E_0 16}$; $\xi_0 = \left[\frac{17\mu(\gamma-1)7,52 \cdot 10^{-12} \sigma}{\rho_0 R} \left(\frac{3\mu(\gamma-1)}{4\pi R\rho_0} \right)^5 \right]^{1/17}$.

Коэффициенты c_1 , c_2 и c_3 находятся из условия, что в заданный момент времени t_0 радиусы фронтов ударной и тепловой волн равны соответственно r_{10} и r_{T0} , а на долю кинетической энергии приходится $(1 - k)$ -я часть энергии взрыва. Отметим, что при $t \rightarrow \infty$ величина r_T из выражения (1.19) переходит в известное решение работы [6].

Система уравнений (1.10)–(1.15) интегрировалась численно методом Рунге-Кутты. В качестве начальных данных взяты значения $E_0 = 4,18 \cdot 10^{15}$ Дж; $t_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ с; $r_{T0} = 35$ м; $\gamma = 1,37$; $\mu = 2,07$; $E_{T0} = kE_0$. Расчеты выполнены для значений $k = 0,3$; $0,5$ и $0,7$.

Результаты расчетов зависимости радиуса фронта тепловой волны от времени представлены на рис. 1.5. Кривая 1 соответствует автомодельному решению [6] при $E_T = E_0 = 4,18 \cdot 10^{15}$ Дж, $k = 1$; кривые 2, 4, 5 соответствуют значениям $k = 0,7$; $0,5$ и $0,3$; кривая 3 соответствует численным расчетам работы [45]. Заметим, что для $k = 0,7$ и $0,5$ численные решения удовлетворительно совпадают с решениями, полученными по формуле (1.19).

Из полученных результатов следует, что ударная волна существенно влияет на распространение тепловой.

Оценим точность выбранного приближенного метода на примере гомотермической ударной волны. Согласно точному автомодельному решению работы [41], радиус фронта ударной волны для отношения плотностей на фронте $\eta = 2$ равен

$$r_1 = \xi_1 \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} = \left(\frac{E_0}{\alpha\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (1.20)$$

где $\alpha = 0,0643 + \frac{0,163}{\gamma-1}$. Если положить $\gamma = 1,37$, то $\xi_1 = 1,12$.

В приближенном методе радиус r_1 определяется по формуле (1.20), где

$$\alpha = \frac{16\pi}{75} \left(\frac{3(\eta - 1)^2}{2\eta(3\eta + 2)} + \frac{\eta - 1}{\eta^2} - \frac{1}{\gamma - 1} \right).$$

Если принять (как и в точном решении) $\eta = 2$, $\gamma = 1,37$, то получим из формулы (1.20) $\xi_1 = 1,11$. Заметим, что по методу тонкого слоя Г.Г. Черногo [42] для ξ_1 получается значение 1,04.

Приведенные сравнения показывают приемлемость приближенных методов описания закономерностей распространения фронта тепловой и ударной волн. Описанный приближенный метод используется нами в расчетах микроволнового радиотеплового излучения тепловой и ударной волн в главе 5.

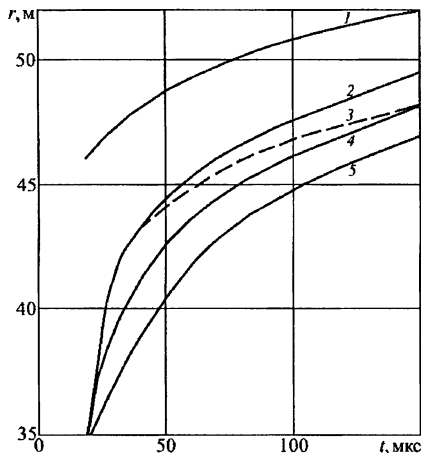


Рис. 1.5: Радиус тепловой волны в зависимости от времени при энергии $E_0 = 4,18 \cdot 10^{15}$ Дж: 1 — $k = 1$; 2 — $k = 0,7$; 3 — кривая из работы [45]; 4 — $k = 0,5$; 5 — $k = 0,3$

1.2.2 О влиянии выделившейся при взрыве массы на распространение тепловой волны

Используем приближенный метод [60], изложенный в предыдущем разделе, для оценки влияния выделившейся при взрыве массы M_0 на распространение тепловой волны.

Пусть в начальный момент времени в бесконечно малом объеме V_0 мгновенно выделяются энергия E_0 и масса M_0 , причём плотности выделившихся энергии и вещества во много раз больше плотности энергии и вещества окружающей среды. От места взрыва распространяется сферическая тепловая волна. Из-за наличия перепада давлений на границе между массой M_0 и окружающим воздухом начинается движение газа. Внутри тепловой волны в идеальном газе, характеризуемом эффективными значениями показателя адиабаты и молярной массы, распространяется ударная волна.

Система уравнений, описывающая процессы распространения волн имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v); \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) = -\frac{\partial}{\partial r} (\rho v^2 + \rho a^2) - \frac{2\rho v^2}{r}; \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho a^2}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} \right) = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \rho v \left(\frac{a^2}{\gamma - 1} + \frac{v^2}{2} + a^2 \right) - r^2 S \right], \quad (1.23)$$

где $a = \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$ — изотермическая скорость звука; при локальном термодинамическом равновесии [6] и средней длине l_R пробега излучения плотность потока излучения равна

$$S = -\frac{16}{3} l_R \sigma T^3 \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Уравнение (1.23) с учетом уравнений (1.21) и (1.22) можно привести к обычной форме записи (1.1) уравнения тепловой волны:

$$\frac{R\rho}{\mu(\gamma - 1)} \frac{dT}{dt} - \frac{RT}{\mu} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 S). \quad (1.24)$$

Запишем граничные и начальные условия к системе (1.21)–(1.24)

$$\begin{aligned} v(0, t) &= 0; & v(r \rightarrow \infty, t) &= 0; \\ \rho(r \rightarrow \infty, t) &= \rho_0; & T(r \rightarrow \infty, t) &= 0; \\ \lim_{V_0 \rightarrow 0} \int_{V_0} \rho(r, 0) dr &= M_0; & & \\ \lim_{V_0 \rightarrow 0} \int_{V_0} \frac{\rho(r, 0) RT(r, 0)}{\mu(\gamma - 1)} dr &= E_0. & & \end{aligned} \quad (1.25)$$

Поскольку начальная стадия роста области с высокой температурой происходит за счет неравновесного излучения [62] в течение времени T_1 ($T_1 \sim 10^{-7}$ с), много меньшего характерного времени стадии лучистой теплопроводности $T_2 \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ с, последнее из условий (1.25) заменим соотношениями

$$\lim_{V_0 \rightarrow 0} \int_{V_0} \frac{\rho v^2}{2} dr = \alpha E_0, \quad 0 < \alpha < 1;$$

$$4\pi \int_0^{r_{T_0}} \frac{\rho RT}{\mu(\gamma - 1)} r^2 dr = (1 - \alpha) E_0,$$

учитывающими перераспределение выделившейся энергии между теплотой и движением. Здесь α — начальная доля кинетической энергии, характеризующая свойствами выделившегося вещества; r_{T_0} — начальный радиус тепловой волны.

На изотермическом скачке уплотнения ($r = r_1$) справедливы соотношения

$$\begin{aligned} [\rho(D - v)] &= 0; \\ [\rho v(D - v) - \rho a^2] &= 0; \\ \left[\rho(D - v) \left(\frac{v^2}{2} + \frac{a^2}{\gamma - 1} \right) - S = \rho a^2 v \right] &= 0, \end{aligned}$$

где квадратные скобки означают разности соответствующих величин на фронте ударной волны; D — скорость фронта ударной волны.

Анализ размерностей определяющих параметров показывает, что задача не является автомодельной. Будем решать ее методом, аналогичным изложенному в разделе 1.2.1.

Полагаем, что температура постоянна во всей нагретой области

$$T(r, t) = \begin{cases} T(t), & r \in [0, r_T]; \\ 0, & r > r_T, \end{cases}$$

где r_T — радиус фронта тепловой волны.

Зададим распределение плотности и скорости газа за фронтом ударной волны

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1 (r/r_1)^m; \\ v &= D(1 - \rho_0/\rho_1)(r/r_1), \quad r \in [0, r_1]. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Умножая уравнение (1.21) на $4\pi r^2$ и интегрируя по области движущегося газа с учетом распределений (1.26), получим выражение для коэффициента m

$$m = \frac{4\pi r_1^3 \rho_1}{M_0 + 4\pi r_1^3 \rho_0/3} - 3. \quad (1.27)$$

Далее подобно разделу 1.2.1 получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений для приближенного расчета распространения внутренней ударной и тепловой волн

$$dr_1/dt = D, \quad (1.28)$$

где D удовлетворяет условию

$$D = \left[\frac{2E_k}{(M_0 + 4\pi r_1^3 \rho_0/3)(1 - a^2/D^2)} + \frac{E_k}{\pi r_1^3 \rho_1 (1 - a^2/D^2)} \right]^{1/2},$$

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{D^2}{a^2}, \quad (1.29)$$

$$\frac{dr_T}{dt} = \frac{S_T \mu (\gamma - 1)}{\rho_0 RT}, \quad (1.30)$$

где S_T — плотность потока излучения на фронте тепловой волны (1.13);

$$T = \frac{(E_0 - E_k) \mu (\gamma - 1)}{R(M_0 + 4\pi r_T^3 \rho_0/3)}; \quad (1.31)$$

$$\frac{dE_k}{dt} = 4\pi r_1^2 \rho_0 D^3 \left[\frac{3(1 - a^2/D^2)}{3 + m} - \frac{1 - a^4/D^4}{2} \right], \quad (1.32)$$

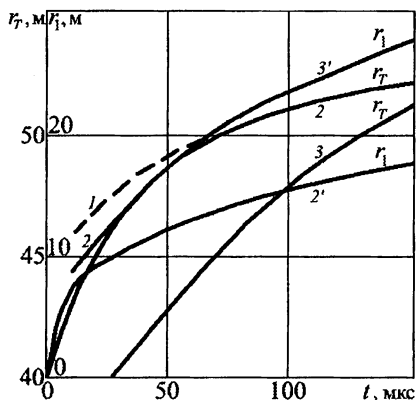


Рис. 1.6: Зависимость радиусов тепловой и ударной волн от времени: 1 — автомодельное решение для тепловой волны при $M_0 = 0$; 2, 2' — радиусы волн при $M_0 = 0,1$ т; 3, 3' — радиусы волн при $M_0 = 10$ т

где кинетическая энергия движущегося газа (см. формулу (1.4)) имеет вид:

$$E_k = 4\pi \int_0^{r_1} \frac{\rho v^2}{2} r^2 dr.$$

Заметим, что при $M_0 \rightarrow 0$ соотношения (1.27)–(1.32) переходят в соответствующие равенства раздела 1.2.1. Из условий (1.26) при $m = 0$ и $\rho_0/\rho_1 \ll 1$ следует, что начальный разлет выделившейся массы происходит в автомодельном режиме, рассмотренном в работе [40]. При $m = 0$ распределения (1.26) удовлетворяют уравнению неразрывности (1.21) для любой зависимости $r_1(t)$.

На рис. 1.6 изображены зависимости радиусов тепловой и ударной волн от времени при следующих

начальных условиях ($t = 0$): $r_{T_0} = 30$ м; $r_1 = 0$; $\alpha = 0,5$; $m = 0$; $\rho_0 = 1,29$ кг/м³. Следовательно, при $t = 0$ $\rho_1 r_1^3 = 3M_0/(4\pi)$. Пунктиром (кривая 1) изображена зависимость радиуса тепловой волны от времени для $M_0=0$ (автомодельное решение [6]). Кривые 2 и 2' представляют соответственно радиусы фронтов тепловой и ударной волн при $M_0 = 0,1$ т; кривые 3 и 3' — те же радиусы при $M_0 = 10$ т. Кривая 2 для тепловой волны при малой массе $M_0 = 0,1$ т спустя 50 мкс после взрыва выходит на автомодельный режим. Видно, что увеличение выделившейся массы существенно влияет на закономерности распространения обеих волн. Решение этой задачи будет использовано нами при рассмотрении особенностей контактного взрыва на ранней стадии его развития (см. разд. 5.4).

1.2.3 Автомодельная задача о распространении тепловой волны в прогретой среде

Пусть источник (взрыв) сопровождается мгновенным выходом нейтронов (например, нейтронная бомба). Поглощение энергии средой приводит к ее нагреву; поглощение при рассеянии нейтронов и гамма-квантов происходит по различным каналам: за счет упругого рассеяния, при этом энергия нейтронов передается ядрам отдачи, а энергия гамма-квантов — комптоновским электронам; из-за неупругого рассеяния нейтронов, при котором вылетает гамма-квант с энергией ≈ 4 МэВ, а часть энергии нейтронов передается ядрам отдачи; за счет поглощения нейтронов, в этих процессах также образуются короткопробежные заряженные частицы (α -частицы, протоны, ядра отдачи и т.д.). Короткопробежные заряженные частицы термализуются практически в том же месте, где они образовались. Причем время установления термодинамического равновесия, характеризующее частотой столкновения частиц, составляет величину $\sim 10^{-9} - 10^{-11}$ с в воздушной среде нормальной плотности и зависит от температуры.

Вклад нерассеянных нейтронов в нагревание среды описывается функцией:

$$W(r, t) = \frac{E_p N_0 \exp(-r/\lambda_n)}{4\pi r^2 \lambda_n} \delta(t - r/v_n),$$

где $W(r, t)$ — энергия, выделившаяся в единице объема за единицу времени, N_0 — число выделившихся нейтронов, λ_n — пробег нейтрона до взаимодействия, E_p — средняя энергия короткопробежной частицы, v_n — скорость нейтрона. Интегрируя это соотношение, получаем формулу

$$E(r, 0) = A/r^2, \quad (1.33)$$

в которой $A = E_p N_0 / (4\pi\lambda_n)$ при $r \ll \lambda_n$. Условие (1.33) учитывает вклад мгновенных нейтронов в нагрев среды в центральной области.

Состояние газа, удовлетворяющее условию (1.33), можно получить при мгновенном выделении энергии E_0 в холодном газе с плотностью ρ_0 в виде монохроматического излучения, имеющего длину пробега λ_n [64]. В этом случае

$$E(r, 0) = E_0 \frac{\exp(-r/\lambda)}{4\pi r^2}$$

и в пределе $r \ll \lambda$ совпадает с условием (1.33), причем $A = E_0 / (4\pi\lambda)$.

Запишем уравнение непрерывности излучения [6]

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\nabla \mathbf{S},$$

в котором плотность потока энергии равна

$$\mathbf{S} = -\frac{1}{3}c\lambda_R \nabla U_p,$$

где λ_R — росселандов пробег; U_p — объемная плотность равновесного излучения $U_p = 4\sigma T^4/c$; σ — постоянная Стефана-Больцмана.

Уравнение, описывающее закономерности тепловой волны в приближении лучистой теплопроводности, можно записать в сферической системе координат согласно работе [6] в виде

$$\frac{\partial E}{\partial t} = a \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 E^n \frac{\partial E}{\partial r} \right). \quad (1.34)$$

Будем считать длину пробега излучения степенной функцией температуры $\lambda_R = BT^m$, где показатель степени $m > 0$. В формуле (1.34) функция E — внутренняя энергия единицы объема газа, которую тоже аппроксимируем степенной зависимостью от температуры $E = \rho_0 \alpha T^{k+1}$. Эта аппроксимация хорошо описывает свойства нагретого газа при высоких температурах. Используя принятые аппроксимации, находим S

$$S = -\frac{16\sigma B}{3} T^{3+m} \frac{\partial T}{\partial r} \quad \text{и} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = \left(\frac{1}{\rho_0 \alpha} \right)^{1/(k+1)} \frac{1}{k+1} E^{1/(k+1)-1} \frac{\partial E}{\partial r}.$$

Подставив полученные величины в уравнение (1.34), находим для принятых аппроксимаций коэффициенты a и n

$$a = \frac{16\sigma B}{3(1+k)(\rho_0 \alpha)^{(4+m)/(1+k)}}; \quad n = \frac{m+3-k}{1+k}.$$

Зависимость теплоемкости газа C_V от температуры имеет вид

$$C_V = \frac{\partial E}{\partial T} = \rho_0(1+k)\alpha T^k.$$

Решение уравнения (1.34) должно удовлетворять следующим условиям.

В центре симметрии из-за отсутствия источников теплоты поток излучения равен нулю:

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^2 \frac{\partial E}{\partial r} = 0. \quad (1.35)$$

На больших расстояниях влиянием излучения можно пренебречь:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} E(t, r) = A/r^2. \quad (1.36)$$

Кроме того, выполняется интегральный закон сохранения энергии нагретого газа

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \int_0^r E(t, r) r^2 dr = Ar. \quad (1.37)$$

Решение уравнения (1.34) с учетом условий (1.35)–(1.37) представляет собой автомодельную задачу.

Введем автомодельные переменные:

$$x = r / (A^n at)^{1/[2(n+1)]}, \quad f = E (A^{-1} at)^{1/(n+1)}. \quad (1.38)$$

Подставим переменные (1.38) в уравнение (1.34). Получим обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка:

$$2(n+1) \frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 f^n \frac{df}{dx} \right) + x \frac{df}{dx} + 2f = 0. \quad (1.39)$$

Соответственно преобразуются граничные условия (1.35)–(1.37):

$$\lim_{x \rightarrow 0} x^2 \frac{df}{dx} = 0; \quad (1.40)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} f(x) = 1/x^2; \quad (1.41)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \int_0^x f(\xi) \xi^2 d\xi = x. \quad (1.42)$$

Интегрируя уравнение (1.39), имеем

$$2x \frac{d}{dx} f^{n+1} + 2f^{n+1} + x^2 f = C. \quad (1.43)$$

С учетом условий (1.40)–(1.42) выразим $f(x)$:

$$f(x) = \left[\frac{C}{2} - \frac{1}{2x} \int_0^x f(\xi) \xi^2 d\xi \right]^{1/(n+1)}.$$

Из условий (1.41) и (1.42) находим значение постоянной интегрирования $C = 1$. В результате получаем дифференциальное уравнение первого порядка:

$$\frac{df}{dx} = \frac{1 - x^2 f - 2f^{n+1}}{2(1+n)x f^n} \quad (1.44)$$

с начальным условием:

$$f(0) = (1/2)^{1/(n+1)}. \quad (1.45)$$

Численное интегрирование уравнения (1.44) с учетом условия (1.45) проведено до значений x , удовлетворяющих условию:

$$|f(x) - 1/x^2| < \varepsilon. \quad (1.46)$$

Точность решения контролировалась проверкой условия:

$$\left| \int_0^x f(\xi) \xi^2 d\xi - x \right| < \varepsilon_1. \quad (1.47)$$

На рис. 1.7 приведена зависимость $f(x)$ для $n = 3$. Штриховой линией показана функция $f_1 = \frac{1}{x^2}$, соответствующая исходному состоянию нагретого газа. Как видно из графиков, условие (1.46) выполняется при $x \geq 2,41$ для $\varepsilon \leq 0,01$. Шаг интегрирования, удовлетворяющий условию (1.47) при $\varepsilon_1 = 0,005$, составлял $h = 0,001$.

Радиус фронта тепловой волны определяется зависимостью

$$r_{\phi} = x_{\phi} (A^n a t)^{1/\{2(n+1)\}}, \quad (1.48)$$

где в качестве значения x_{ϕ} можно принять $x_{\phi} = 2,41$.

Сравним полученные соотношения с автомодельным решением в случае точечного выделения энергии E_0 [6]:

$$r\phi = x\phi \left[\left(\frac{E_0}{\rho_0 C_V} \right)^n at \right]^{1/(3n+2)}$$

При $n = 3$ из формулы (1.48) имеем $r\phi \sim t^{1/8}$, $dr\phi/(dt) \sim t^{-7/8}$, в то время как при точечном выделении энергии $r\phi \sim t^{1/11}$ и $dr\phi/(dt) \sim t^{-10/11}$.

Таким образом, начальное распределение выделившейся энергии существенно влияет на распространение тепловой волны, что важно учитывать при расчетах микроволнового излучения нейтронных источников.

1.2.4 Автомодельная задача о распространении гомотермической ударной волны в прогретой среде

Эта задача аналогична изложенной в предыдущем параграфе. В ней рассматриваются особенности распространения ударной волны в среде, предварительно прогретой в результате поглощения мгновенных нейтронов взрыва и гамма-излучения.

Пусть в начальный момент времени внутренняя энергия единицы массы нагретого газа, скорость газа и его плотность удовлетворяют соотношениям:

$$E(r, 0) = A_1/r^2; \quad v(r, 0) = 0; \quad \rho(r, 0) = \rho_0,$$

где $A_1 = A/\rho_0$.

При $t > 0$ начинается движение газа. Полагаем, что от центра симметрии распространяется сильная ударная волна, фронт которой излучает поток энергии, выравнивающий температуру в области течения [41], [69], [140], [141].

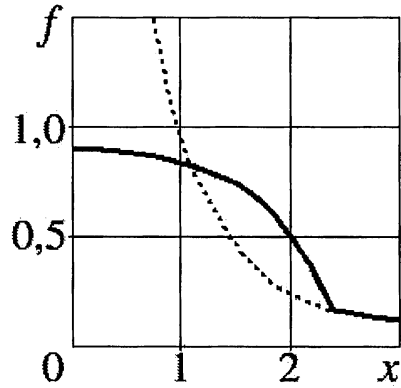


Рис. 1.7: Зависимость функции f от переменной x (сплошная линия) при $n = 3$; пунктир — зависимость $f_1 = 1/x^2$

Система уравнений, описывающих это одномерное движение, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0; \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left[\frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{v}{r} \right] &= 0. \end{aligned}$$

Используем уравнение состояния идеального газа $p = \rho RT$ и, исключив давление, получим

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + RT \frac{\partial}{\partial r} (\ln \rho) = 0; \\ \frac{\partial}{\partial t} (\ln \rho) + v \frac{\partial}{\partial r} (\ln \rho) + \frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{v}{r} = 0. \end{cases} \quad (1.49)$$

Из законов сохранения количества движения и массы газа на разрыве $r = r_1$ имеем соотношения:

$$\rho_1(v_1 - D) = \rho_0 D; \quad \rho_1(v_1 - D)^2 + R\rho_1 T = \rho_0 D^2, \quad (1.50)$$

где D — скорость фронта ударной волны. Индексами 1 и 0 обозначены величины соответственно за и перед фронтом ударной волны. Отметим, что в отличие от работы [64] мы не учитываем движение газа перед фронтом ударной волны.

В центре симметрии скорость газа $v(0, t) = 0$. Движение газа при $t > 0$ автомодельное. Введем автомодельную переменную

$$x = \beta r / r_1, \quad (1.51)$$

где $r_1 = \xi A_1^{1/4} t^{1/2}$; ξ, β — постоянные, подлежащие определению.

Для скорости, плотности и температуры газа можно написать формулы:

$$v = \frac{D}{\beta} f; \quad \rho = \rho_0 g; \quad T = \frac{D^2}{\beta^2 R}, \quad (1.52)$$

где $D = dr_1/dt$.

Подставляя (1.51) и (1.52) в уравнения (1.49), получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{dx} (\ln g) = (x - f) \frac{df}{dx} + f; \quad \frac{df}{dx} = (x - f) \frac{d}{dx} (\ln g) - 2 \frac{f}{x}. \quad (1.53)$$

Первое из этих уравнений имеет интеграл, а из второго, исключая $\frac{d}{dx} (\ln g)$, находим уравнение для определения скорости газа

$$\frac{df}{dx} = \frac{f}{x} \frac{x(x - f) - 2}{1 - (x - f)^2}, \quad g = C e^{f x - f^2/2}, \quad (1.54)$$

где C — постоянная интегрирования.

Переходя в соотношениях (1.50) к безразмерным координатам при $x = \beta$, получаем соотношения для функций $f(x)$ и $g(x)$ на разрыве

$$\begin{cases} f_1 = (\beta + \sqrt{\beta^2 - 4}) / 2; \\ g_1 = \beta / (\beta - f_1). \end{cases} \quad (1.55)$$

В центре симметрии

$$f(0) = 0. \quad (1.56)$$

На рис. 1.8 представлены интегральные кривые уравнения (1.54). В области (x, f) уравнение имеет особые точки. Точка $O(0, 0)$ — седло. В нее входят интегральные кривые: прямые $x = 0$ и $f = 0$. Особая точка $A(1, 0)$ —

узел, причем в точку A входит интегральная кривая $f = 0$; вторая интегральная кривая (кривая 1), входящая в точку A , имеет наклон касательной $k = 1/2$. В особой точке $B(2, 1)$ имеем седло, в нее входят две интегральные кривые с наклоном касательных: $k_1 = (1 + \sqrt{13})/4$; $k_2 = (1 - \sqrt{13})/4$. Штрихом на рис. 1.8 приведены кривые $f = x - 1$ и $x = 0$ (линии бесконечной производной); штрихпунктиром — линии $f = 0$ и $f = x - \frac{2}{x}$ — линии нулевой производной, разделяющие обла-

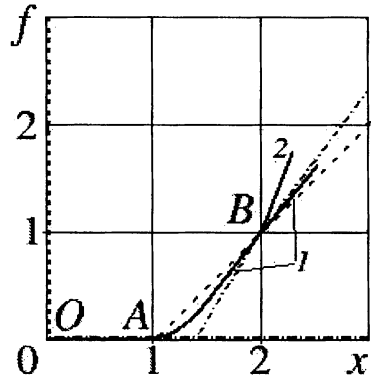


Рис. 1.8: Интегральные кривые уравнения (1.54)

сти, где производная $\frac{df}{dx}$ меняет знак. Из анализа следует, что искомая интегральная кривая проходит через особые точки O , A и B , причем из точки A выходит с наклоном касательной $k = 1/2$ (кривая 1). Положение фронта ударной волны определяется точкой пересечения этой интегральной кривой с кривой: $f_1(x) = (x + \sqrt{x^2 - 4})/2$ (кривая 2 на рис. 1.8). Численное решение уравнения (1.54) показывает, что точка пересечения имеет координаты $(2, 1)$, т.е. совпадает с точкой B .

На рис. 1.9 и 1.10 сплошной кривой показаны расчетные профили скорости и плотности газа, штриховой для сравнения — аналогичные зависимости для адиабатического случая при показателе $\gamma = 1, 1$. Заметим, что для гомотермического случая профили скорости и плотности газа не зависят явно от γ .

Из представленных результатов видно существенное влияние собственного излучения газа на его движение. Постоянную ξ , введенную в

формуле (1.51), можно определить, используя закон сохранения энергии.

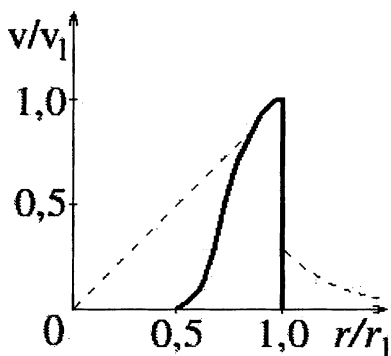


Рис. 1.9: Профили скорости газа: сплошная кривая — гомотермическая модель; пунктир — адиабатическая модель при $\gamma = 1,1$

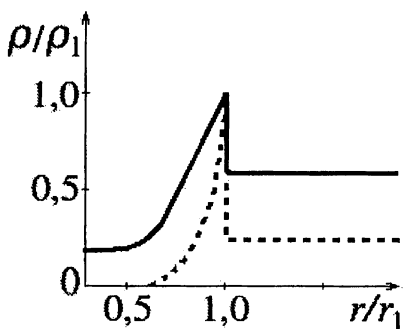


Рис. 1.10: Профили плотности газа: сплошная кривая — гомотермическая модель; пунктир — адиабатическая модель при $\gamma = 1,1$

Полагаем, что энергия нагретого излучением газа в области, ограниченной r_1 , расходуется на его движение:

$$4\pi \int_0^{r_1} E(r, 0) \rho r^2 dr = 4\pi \int_0^{r_1} \left(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{\rho RT}{\gamma - 1} \right) r^2 dr. \quad (1.57)$$

Подставив в (1.54) найденные решения и приняв $\gamma = 1,1$, получим значение $\xi = 1,64$.

Полученные в этом параграфе закономерности распространения ударной волны в прогретой среде позволят нам рассчитать характеристики радиотеплового излучения ударных волн (см. гл. 5).

1.2.5 Автомодельная задача о распространении гомотермической волны разрежения в пустоту

В предыдущих разделах 1.2.3 и 1.2.4 рассматривались некоторые вопросы газодинамики воздушного взрыва. Для решения задачи микро-

волнового излучения контактных взрывов (т.е. наземных с образованием воронок) рассмотрим газодинамику взрыва вблизи плотной среды [70], [71].

Пусть в плотной среде вблизи границы с пустотой при $t = 0$ мгновенно выделяется в виде излучения энергия E_0 на единицу поверхности раздела. При $t > 0$ от границы раздела ($x = 0$) внутрь плотной среды (в область $x < 0$) распространяется радиационный скачок разрежения $x = -x_1(t)$, на котором происходит испарение среды. Испарившееся вещество расширяется в пустоту, заполняя область $x > 0$.

Механизм перемещения границы (плотная среда-пар) заключается в следующем. В результате большой плотности выделившейся энергии мгновенно испаряется тонкий слой на границе с пустотой. Из-за интенсивного теплообмена между частицами при высокой температуре (длина пробега излучения $\lambda_R \sim T^m \rho^{-n}$, $m, n > 0$) температура во всей области возмущения выравнивается. Возникший градиент давления приводит к движению испарившегося вещества в пустоту, способствуя уменьшению его плотности. Следовательно, возрастает пробег излучения, прогревается и испаряется следующий тонкий слой вещества. Таким образом, благодаря лучистой теплопроводности и движению паров к границе свободной поверхности происходит введение в плотную среду энергии, необходимой для ее испарения.

Учитывая большие значения коэффициента теплопроводности, считаем процесс гомотермическим. Испарившееся вещество моделируем идеальным газом. Плотная среда считается не деформируемой. Потерями выделившейся энергии на испарение и на излучение со свободной поверхности пренебрегаем. Система уравнений, описывающих такое одномерное движение, имеет вид

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -v \frac{\partial \rho}{\partial x} - \rho \frac{\partial v}{\partial x}.$$

Используем уравнение состояния идеального газа и, исключив давление, получим

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + a^2 \frac{\partial}{\partial x} (\ln \rho) = 0; \quad \frac{\partial}{\partial t} (\ln \rho) + v \frac{\partial}{\partial x} (\ln \rho) + \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad (1.58)$$

где $a = \sqrt{RT/\mu}$ — изотермическая скорость звука. Из законов сохранения импульса и массы газа на разрыве $x = -x_1$ находим:

$$\rho_0 D = \rho_1 (v_1 + D); \quad \rho_0 D^2 + \rho_0 a^2 = \rho_1 (v_1 + D)^2 + \rho_1 a^2. \quad (1.59)$$

Здесь $D = dx_1/dt$ — скорость перемещения скачка разрежения; индексами 1 и 0 обозначены величины соответственно за и перед фронтом волны.

С учетом сделанных предположений энергия движущегося газа сохраняется, а массу газа можно выразить через параметры ρ_0 и x_1 :

$$\int_{-x_1}^{x_2} \rho \left(\frac{v^2}{2} + \frac{a^2}{\gamma - 1} \right) dx = E_0; \quad \int_{-x_1}^{x_2} \rho dx = \rho_0 x_1 \quad (1.60)$$

(x_2 — координата свободной поверхности). Движение газа, описываемое уравнениями (1.58)–(1.60), автомодельно. Найдем автомодельную переменную:

$$\xi = \beta x/x_1, \quad (1.61)$$

где $x_1 = \xi (E_0/\rho_0)^{1/3} t^{2/3}$; ξ_0 , β — постоянные, подлежащие определению.

Для нахождения скорости, плотности и температуры газа можно написать формулы

$$v = D f/\beta, \quad \rho = \rho_0 g, \quad T = D^2 \mu/(\beta^2 R) \quad (1.62)$$

Подставляя равенства (1.61) и (1.62) в уравнения (1.58), получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{df}{d\xi} = \frac{f(\xi - f)}{2(1 - (\xi - f)^2)}; \quad \frac{d}{d\xi}(\ln g) = (\xi - f) \frac{df}{d\xi} + \frac{f}{2}. \quad (1.63)$$

Перейдем в формулах (1.59) к безразмерным величинам и найдем соотношения между функциями $f(\xi)$ и $g(\xi)$ на скачке разрежения при $\xi_1 = -\beta$

$$f_1 = 1/\beta - \beta, \quad g_1 = \beta^2. \quad (1.64)$$

Законы сохранения энергии и массы газа (1.60) в безразмерной форме примут вид

$$\frac{\xi_0^3}{\beta^3} \int_{\xi_1}^{\xi_2} g \left(\frac{f^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} \right) d\xi = 1; \quad \int_{\xi_1}^{\xi_2} g d\xi = \xi_1. \quad (1.65)$$

Численное решение уравнений (1.63) позволяет найти безразмерные скорость $f(\xi)$ и плотность $g(\xi)$, удовлетворяющие условиям (1.64) и (1.65). Положение скачка разрежения ξ_1 находится как точка пересечения интегральной кривой уравнения (1.63) с кривой $f = (\xi^2 - 1)/\xi$. Значения ξ_0 и ξ_2 определяются из уравнений (1.65).

На рис. 1.11 представлены расчетные профили безразмерных скорости и плотности (линии 3 и 1 соответственно). Для сравнения приведены результаты решения аналогичной задачи для изотермического случая (линии 4 и 2).

При $T = \text{const}$ задача о закономерностях распространения скачка разрежения $x = -x_1 = -at$ имеет аналитическое решение

$$\rho = \rho_0 e^{-1-x/(at)}, \quad v = a(1 + x/(at)), \\ x_0 \leq x < \infty, \quad t > 0.$$

Из представленных результатов видно, что в автомодельном решении, как и в изотермическом случае, скорость разлета границы газа в пустоту бесконечна ($\xi_2 = \infty$). Однако, полная энергия газа остается конечной, так как при $\xi \rightarrow \infty$ плотность газа g уменьшается быстрее ($g \sim e^{-\xi}$), чем возрастает квадрат скорости ($f^2 \sim \xi^2$). Скорость распространения скачка разрежения в обоих случаях равна скорости звука ($\beta = 1$), $\xi_0 = 0,448$ при $\gamma = 1,11$.

1.2.6 Автомодельная задача о распространении гомотермической ударной волны в атмосфере вблизи плотной среды

В ряде работ [6], [65]–[67] были рассмотрены задачи, описывающие движение газа при выделении энергии вблизи границы двух неоднородных по плотности сред. В этом разделе мы учтем в рамках гомотермической модели закономерности движения газа в атмосфере с учетом испарения конденсированной среды [56], [70], [71].

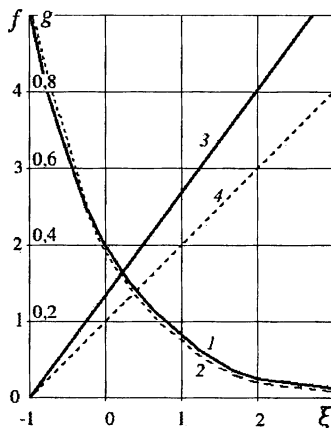


Рис. 1.11: Профили скорости f и плотности g газа в функции параметра ξ : 1 – плотность g , 3 – скорость f для гомотермической волны; 2, 4 – те же профили для изотермической волны

Пусть в конденсированной среде, например, в воде, вблизи ее поверхности в бесконечно малом объеме мгновенно выделяется лучистая энергия E_0 . При большой плотности энергии излучения температура во всей области возмущения мгновенно выравнивается из-за интенсивного теплообмена, и для оценки характеристик возникающего движения газа можно применить гомотермическое приближение. Полагаем, что температура зависит только от времени: $T(\mathbf{r}, t) \equiv T(t)$.

Вследствие поглощения теплового излучения прогревается и испаряется тонкий поверхностный слой плотного вещества. Возникший градиент давления на границе пар-воздух приводит к движению испарившегося вещества в воздушную среду. В воздухе от места выделения энергии распространяется ударная волна. Уменьшение плотности из-за движения пара способствует прогреву излучением последующих слоев конденсированной среды и перемещению границы пар-плотная среда.

В данном случае доля механической энергии, переданной плотной среде, пренебрежимо мала. Согласно работе [65], при взрыве на поверхности грунта из-за диффузии излучения грунту передается в виде механической энергии 2% выделившейся энергии. Следовательно ударной волной, распространяющейся в плотной среде, можно пренебречь и считать плотную среду не деформируемой.

Таким образом, в конденсированную среду распространяется от места взрыва с изотермической скоростью звука волна разрежения, передним фронтом которой является граница пар-плотная среда. Такую волну разрежения назовем *радиационной*.

Воздух и пар моделируем идеальным газом с эффективными значениями показателя адиабаты γ_i и молярной массы μ_i ($i = 1$ для воздуха, $i = 2$ для пара). Пренебрежем потерями выделившейся энергии E_0 на испарение, диссоциацию и ионизацию среды.

Уравнения, описывающие гомотермическое движение газа (пара и воздуха) в области возмущения, имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0; \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + a^2 \nabla(\ln \rho) = 0, \quad (1.66)$$

где $a = \sqrt{RT/\mu}$ — изотермическая скорость звука; R — газовая постоянная. Течение газа осесимметричное. Необходимо определить две компоненты скорости и плотность газа как функции двух пространственных координат и времени.

Задача может быть рассмотрена в автомоделной постановке. Система определяющих параметров следующая: координаты в цилиндрической системе координат — r, z , энергия E_0 , плотности невоз-

мущенного воздуха и пара равны соответственно ρ_1, ρ_2 ; сюда же входят параметры $\gamma_1, \gamma_2, \mu_1, \mu_2$. Все безразмерные характеристики течения газа можно рассматривать как функции безразмерных координат: $r(\rho_1/E_0)^{1/5}t^{-2/5}$, $z(\rho_1/E_0)^{1/5}t^{-2/5}$ и постоянных $\rho_2/\rho_1, \gamma_1, \gamma_2, \mu_1, \mu_2$. Однако, и автомодельная задача оказывается сложной из-за ее двумерности. Уравнения (1.66) не сводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений.

Положение осложняется еще и тем, что не определены поверхности фронта ударной волны и волны разрежения, на которых задаются граничные условия дополнительно к системе (1.66). Они должны быть найдены в ходе решения. По этой причине даже численное интегрирование системы (1.65) в случае автомодельного движения связано со значительными трудностями.

Рассмотрим приближенное решение поставленной задачи, основанное на использовании интегральных законов сохранения массы, импульса и энергии [42], [68]—[71]. В работе [68] показано, что этот метод во многих случаях обеспечивает приемлемую точность (см. также раздел 1.2.1). В работе [69] показано (см. раздел 1.2.4), что при большой плотности выделившейся энергии становится существенным влияние теплового излучения среды на закономерности ее движения.

Пусть скорость фронта ударной волны D много больше скорости звука a в нагретом газе ($\beta = D/a \gg 1$). Воздушная ударная волна собирает массу возмущенного ею воздуха в тонкий слой δ вблизи фронта (рис. 1.12). Толщину слоя δ положим бесконечно малой, а плотность в слое примем близкой к бесконечности [42].

В этом случае интегральные законы сохранения импульса, энергии и массы газа могут быть записаны в виде:

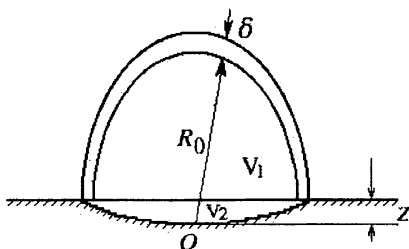


Рис. 1.12: Геометрическая модель расчета взрыва

$$\frac{\partial(M_1 D)}{\partial t} = S P_n; \quad (1.67)$$

$$E_0 = M_1 \left(\frac{D^2}{2} + \frac{a^2 \mu_2 / \mu_1}{\gamma_2 - 1} \right) + M_2 a^2 \left(\varepsilon_k + \frac{1}{\gamma_2 - 1} \right); \quad (1.68)$$

$$M_1 = \rho_1 V_1; \quad M_2 = \rho_2 V_2. \quad (1.69)$$

Здесь $P_n = a^2 \rho_n$ — давление пара за фронтом ударной волны; $\rho_n = \rho_2 \frac{V_2}{V_1}$ — плотность пара в полости; M_1 и M_2 — массы воздуха и пара, охваченных движением; $S = 2\pi R_0(R_0 - z)$ — площадь поверхности фронта ударной волны. Фронт считаем сферическим с центром в точке O , движущимся в плотную среду по закону $z = \int_0^t a(t') dt'$; $V = V_1 + V_2$ — объем возмущенной среды (рис. 1.12); объем шарового сегмента: $V_1 = \pi(R_0 - z)^2(2R_0 + z)/3$; V_2 — объем кратера; $\varepsilon_k = \frac{E_{kn}}{M_2 a^2} = \frac{1}{M_2 a^2} \int \frac{\rho v^2}{2} dV$ — безразмерная кинетическая энергия пара.

Для проведения оценок по формулам (1.67)–(1.69) нужно знать распределения плотности и скорости газа за фронтом волны разрежения и форму ее фронта. Примем во внимание, что прогрев и испарение в данной точке поверхности плотной среды начинаются с момента времени, когда до нее дойдет воздушная ударная волна, и что преобладающим будет движение пара в перпендикулярном к поверхности раздела сред направлении.

Обратимся к результатам решения наиболее простой задачи для плоской геометрии в пренебрежении плотностью воздуха (см. раздел 1.2.5). Распространение радиационной волны разрежения от границы раздела конденсированная среда-воздух в изотермическом случае описывается аналитическими зависимостями. В частности, распределения скорости и плотности пара удовлетворяют следующим соотношениям: $v_z = a(1 + z/(at))$, $\rho = \rho_2 \exp[-1 - z/(at)]$, где ось Z направлена перпендикулярно поверхности раздела сред: $-at \leq z < \infty$, $t > 0$.

Отметим, что в гомотермическом приближении задача о закономерностях распространения волны разрежения от границы раздела конденсированная среда-вакуум при мгновенном выделении энергии E_0 на единицу поверхности приводит к аналогичным зависимостям: скорость возрастает с расстоянием от фронта волны по линейному закону, а плотность убывает по экспоненте (см. рис. 1.11 в разделе 1.2.5). Учитывая эти результаты, получим формулы для значений плотности пара ρ_n и безразмерной кинетической энергии ε_k :

$$\rho_n = \rho_2 V_2 / V = \frac{\rho_2}{\beta} \int_0^\beta \exp(-\alpha \xi) d\xi; \quad (1.70)$$

$$\varepsilon_k = \frac{E_{kn}}{M_2 a^2} = \frac{V}{V_2 \beta} \int_0^\beta \frac{\exp(-\alpha \xi)}{2} \xi^2 d\xi. \quad (1.71)$$

(ξ — безразмерная координата).

Из уравнения баланса энергии (1.68) с учетом формул (1.67) и (1.69) получим зависимость от времени радиуса фронта ударной волны, которую можно привести к "стандартному" виду:

$$R_0 = \xi_0 (E_0 / \rho_1)^{0,2} t^{0,4}, \quad (1.72)$$

где $\xi_0 = \beta \left[\frac{4\pi}{25} \left[\left(\frac{\beta^2}{2} + \frac{\mu_2}{\mu_1(\gamma_1-1)} \right) \frac{(\beta-1)^2(2\beta+1)}{3} \right] + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(\varepsilon_k + \frac{1}{\gamma_2-1} \right) \frac{V_2}{z^3} \right]^{-\frac{1}{5}}$.

Температура газа определяется по формуле $T = \left(\frac{dR_0}{dt} \right)^2 / (R\beta^2)$ и с учетом формулы (1.67) может быть преобразована к виду

$$T = \xi_1 (E_0 / \rho_1)^{0,4} t^{-1,2}, \quad (1.73)$$

$$\xi_1 = (\xi_0 / \beta)^2 \mu_2 / R.$$

На рис. 1.13 приведены графики плотности паров грунта от времени для двух энергий взрыва и глубины заложения заряда h [56]. Кривая 1 описывает уменьшение плотности со временем при глубине $h=1$ м и энергии взрыва $E_0=210$ ТДж. Кривая 2 построена для $E_0=4,18$ ТДж и $h=0,5$ м. Пунктир (кривая 3) — аппроксимация плотности паров грунта зависимостью $\rho = \rho_2 \exp(-\alpha t)$ при $E_0=210$ ТДж, $\alpha = 7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ и $h=1$ м; константа $\rho_2=1700 \text{ кг/м}^3$ получена усреднением плотности грунта с учетом его процентного состава: 16% водорода, 57% кислорода, 19% кремния и 8% алюминия.

Зададим для оценок следующие значения параметров: $\rho_1 = 1,29 \text{ кг/м}^3$, $\gamma_1 = 1,37$, $\mu_1=2,02$ [68], $\rho_2 = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\gamma_2 = 1,52$, $\mu_2 = 2,57$ [72].

Рассмотрим различные модели формы кратера:

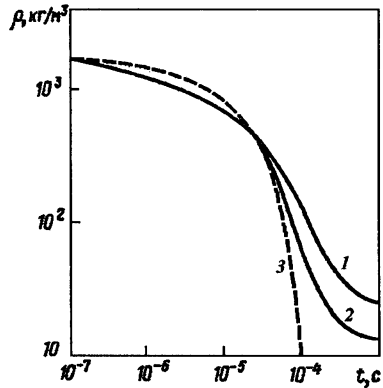


Рис. 1.13: Зависимость плотности паров грунта от времени: кривая 1 — $E_0 = 210$ ТДж, $h = 1$ м; кривая 2 — $E_0 = 4,18$ ТДж, $h = 0,5$ м; 3 — аппроксимация плотности экспоненциальной зависимостью

конус — $V_2 = \pi z^3 (\beta^2 - 1) / 3$

сферический сегмент — $V_2 = \pi z^3 (3\beta^2 - 2) / 6$

полусфероид — $V_2 = 2\pi z^3 (\beta^2 - 1) / 3$

Для каждого случая из соотношения (1.67) определяем β , из формулы (1.70) — α , из выражения (1.71) — ε_k , что позволяет рассчитать ξ_0 и ξ_1 . Значения искомых параметров приведены в табл. 1.1.

Обнаруживается довольно слабая зависимость искомых параметров от выбора геометрии кратера, и можно считать построенное приближенное решение приемлемым для грубых оценок.

Для сравнения приведем аналогичные данные без учета испарения плотной среды. Решение автомодельной задачи в гомотермическом приближении приводит к зависимостям, аналогичным формулам (1.72), (1.73), но с другими значениями ξ_0 и ξ_1 . При выбранных значениях ρ_1 , γ_1 и μ_1 , и энергии взрыва $2E_0$ получаем $\xi_0 = 1,29$ и $\xi_1 = 1,57 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2} \text{ с}^2 \text{ К}$.

Таблица 1.1: Параметры задачи для разных форм кратера

Форма кратера	ξ_0	$\xi_1 \text{ м}^{-2} \text{ с}^2 \text{ К}$	β
Конус	1,18	$4,59 \cdot 10^{-6}$	9,68
Сегмент	1,175	$3,68 \cdot 10^{-6}$	10,93
Полусфероид	1,167	$2,97 \cdot 10^{-6}$	11,9

Таким образом, учет массы вовлекаемого в движение пара приводит к небольшому уменьшению радиуса фронта ударной волны и значительному уменьшению температуры газа.

1.2.7 О влиянии магнитного поля на распространение ударной волны в неоднородной атмосфере

В ряде работ, например, [47], [73], [74] рассмотрено распространение ударной волны в неоднородной атмосфере без учета влияния магнитного поля. В работе [75] исследована задача о распространении цилиндрической ударной волны во внешнем магнитном поле в предположении однородности среды. В указанных работах параметры задачи соответствовали ионосферным высотам. В работах [7], [47] изучалась генерация магнитозвукового сигнала при распространении в ионосфере акустической волны.

В разделе изучается распространение ударной волны через E -слой ионосферы. В интервале высот $\sim 130 - 160$ км магнитное давление достигает значений гидродинамического давления p

$$H^2/(8\pi) \geq p$$

и превышает его. В результате параметры ударной волны существенно изменяются. Эта задача интересна в связи с рассмотрением синхротронного механизма генерации излучения в сантиметровом и дециметровом радиодиапазонах.

Распространение ударной волны в атмосфере иногда [7], [76], [142], [143] сопровождается процессами теплового и ионизирующих излучений, вызывающих дополнительную ионизацию среды, в которой распространяется ударная волна. Сильная ударная волна также вносит значительный вклад в ионизацию среды перед и за фронтом волны [75]. В этих случаях магнитное число Рейнольдса $Re_m \gg 1$ и магнитное поле "вморожено" в плазму. Используем приближение бесконечной электропроводности газа [142]. Атмосферу считаем экспоненциальной. Газ полагаем идеальным. Процесс за фронтом волны полагается адиабатическим. Внешнее магнитное поле, как и в работе [77], перпендикулярно направлению распространения волны, что примерно соответствует экваториальной области. Ударная волна предполагается плоской и распространяющейся вдоль оси Z .

Решение задачи сводится к интегрированию системы МГД-уравнений, которая имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial v}{\partial z} &= 0; & \frac{dB}{dt} + B \frac{\partial v}{\partial z} &= 0; \\ \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) &= 0; & \frac{dS}{dt} &= 0, \end{aligned} \quad (1.74)$$

где ρ — плотность газа, p — давление; B — индукция магнитного поля, S — энтропия единицы объема газа; v — скорость газа за фронтом ударной волны.

На скачке уплотнения справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} [\rho(D - v)] &= 0; & [B(D - v)] &= 0; & [(v - D)\rho v + p + B^2/(8\pi)] &= 0; \\ \left[(v - D) \left(\frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon + \frac{B^2}{8\pi} \right) + v \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right] &= 0, \end{aligned} \quad (1.75)$$

где $\rho \varepsilon = p/(\gamma - 1)$ — внутренняя энергия единицы объема газа; D — скорость фронта ударной волны; квадратные скобки означают разности соответствующих величин на фронте ударной волны.

Введем обозначения

$$p^* = p + B^2/(8\pi),$$

$$a^{*2} = c^2 + a^2,$$

где $c = \sqrt{\gamma p/\rho}$ — скорость звука, $a = \sqrt{B^2/(4\pi\rho)}$ — альфвеновская скорость.

Тогда в предположениях (1.75) уравнения (1.74) сводятся к системе уравнений обычной газодинамики:

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial z} = 0; \quad \frac{dp^*}{dt} + \rho a^{*2} \frac{\partial v}{\partial z} = 0. \quad (1.76)$$

Для решения поставленной задачи используется метод Уизема [73]. Из системы (1.76) следует, что вдоль характеристики $dz/dt = v + a^*$ справедливо уравнение

$$\frac{dp^*}{dz} + \rho a^* \frac{dv}{dz} = 0. \quad (1.77)$$

С помощью соотношений (1.75) параметры газа ρ_1 , p_1 , v_1 и напряженность магнитного поля B_1 за фронтом ударной волны выражаются через соответствующие параметры ρ_0 , p_0 , B_0 перед фронтом волны:

$$v_1 = D(1 - 1/\beta); \quad \rho_1^* = p_1^* + \rho_0 D^2(1 - 1/\beta);$$

$$\rho_1 = \beta \rho_0; \quad B_1 = \beta B_0. \quad (1.78)$$

Используя правило характеристик Уизема [73] и подставляя выражения (1.78) в уравнение (1.77), получим обыкновенное дифференциальное уравнение для отношения плотностей на фронте ударной волны:

$$\frac{d\beta}{dz} = - \left\{ \left[\beta \rho_0 a^* \frac{\partial v}{\partial c_0} + \frac{\partial p^*}{\partial c_0} \right] \frac{dc_0}{dz} + \left[\beta \rho_0 a^* \frac{\partial v}{\partial a_0} + \frac{\partial p^*}{\partial a_0} \right] \frac{da_0}{dz} + \frac{\partial p^*}{\partial \rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \right\} \times$$

$$\times \frac{1}{\beta \rho_0 a^* \frac{\partial v}{\partial \beta} + \frac{\partial p^*}{\partial \beta}}, \quad (1.79)$$

где $a^* = \left\{ c_0^2 \left(\frac{1}{\beta} + P \right) + a_0^2 (U + W) \right\}^{1/2}$;

$$P = \frac{2(\beta - 1)\gamma}{2 - (\beta - 1)(\gamma - 1)}; \quad U = \frac{\gamma(1 - \beta^2) + 2\beta^2}{2\beta};$$

$$W = \frac{(\beta - 1)[1 + \beta - (\beta - 1)(\gamma - 1)]}{2 - (\beta - 1)(\gamma - 1)};$$

$$p^* = p_0 \left\{ \frac{c_0^2}{\gamma}(1 + P) + a_0^2 \left[\frac{1}{2} + W \right] \right\};$$

$$v = \left\{ \frac{c_0^2 2(\beta - 1)^2 + a_0^2 [1 + \beta - (\beta - 1)(\gamma - 1)](\beta - 1)^2}{\beta [2 - (\beta - 1)(\gamma - 1)]} \right\}^{1/2};$$

$c_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}$ и $a_0 = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}}$ — скорость звука и альфвеновская скорость в невозмущенном газе.

Время распространения ударной волны на расстояние $z - z_0$ определяется интегралом

$$t = \int_{z_0}^z \left[\frac{c_0^2 2\beta + a_0^2 [1 + \beta - (\beta - 1)(\gamma - 1)]\beta}{2 - (\beta - 1)(\gamma - 1)} \right]^{-1/2} dz. \quad (1.80)$$

Приведенные соотношения позволяют учесть зависимости альфвеновской скорости a_0 и скорости звука c_0 от координаты z . Далее примем, что в рассматриваемом интервале высот $100 \leq z < 150$ км температура газа (а, следовательно, и скорость звука) и напряженность магнитного поля не зависят от высоты z , плотность же газа убывает по экспоненциальному закону.

Решение уравнения (1.79) и вычисление интеграла (1.80) проведены численным методом для различных значений параметра β_0 , характеризующего начальную интенсивность ударной волны на высоте $z_0 = 100$ км и отношение теплоемкостей γ , описывающее термодинамические свойства нагретого газа.

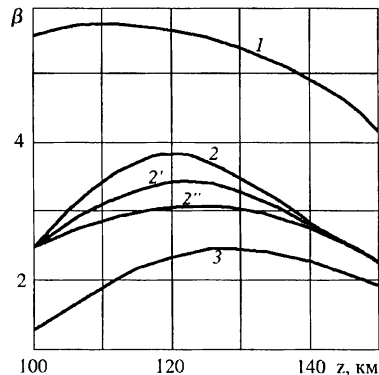


Рис. 1.14: Зависимость коэффициента β от высоты z : кривые 1, 2, 3 — $\gamma = 1,4$ и $\beta_0 = 5,5, 2,2, 1,1$ соответственно; $2' - \gamma = 1,1, \beta_0 = 2,2$; $2'' - \gamma = 1,67, \beta_0 = 2,2$

На рис. 1.14 представлены зависимости $\beta(z)$ для различных значений β_0 и γ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют значению $\gamma = 1,4$ и значениям $\beta_0 = 5,5; 2,2; 1,1$ соответственно. Кривые 2', 2'' — значениям $\gamma = 1,1; 1,67$ ($\beta_0 = 2,2$). С ростом высоты z по мере уменьшения плотности увеличивается интенсивность ударной волны. Когда же магнитное давление превышает гидродинамическое, отношение плотностей газа на фронте ударной волны начинает уменьшаться, причем, чем меньше начальное значение β_0 , тем при большем значении z достигается максимальное значение β . Отмеченная особенность наблюдается для всех значений γ (см. кривые 1, 2, 3).

На рис. 1.15 приведены зависимости скорости газа за фронтом ударной волны при тех же значениях параметров β_0 и γ , что и на рис. 1.14. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют значениям $\beta_0 = 5,5; 2,2; 1,1$ при $\gamma = 1,4$. В расчетах получено, что кривые, соответствующие одному и тому же значению β_0 , но различным значениям γ (1,1; 1,4; 1,67), практически совпадают.

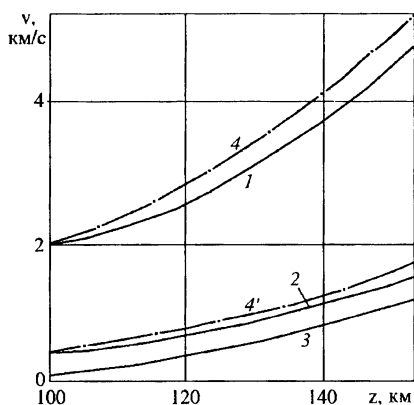


Рис. 1.15: Зависимость скорости газа за фронтом ударной волны от высоты: 1 — $\gamma = 1,4$, $\beta_0 = 5,5$; 2 — $\gamma = 1,4$, $\beta_0 = 2,2$; 3 — $\gamma = 1,4$, $\beta_0 = 1,1$; 4 — $\gamma = 1,1$, $\beta_0 = 2,2$; 4' — $\gamma = 1,67$, $\beta_0 = 2,2$

Однако, при анализе следует учесть, что значение β_0 зависит от термодинамических свойств газа, т.е. от значения γ . Для сравнения на рис. 1.15 приведены зависимости скорости от высоты (кривые 4 и 4'), полученные без учета влияния магнитного поля по результатам работы [47]. Видно, что учет магнитного давления приводит к уменьшению интенсивности ударной волны.

Таким образом, при расчете процесса распространения ударной волны через E-слой ионосферы необходимо учитывать влияние магнитного поля Земли.

В настоящее время газодинамические процессы воздушного ядерного взрыва детально исследованы во многих работах [40], [40], [45]—[52], [58]—[60], [62], [64], [66]—[71], [73]—[75], [162]. Для численных расчетов в наших работах была использована схема Броуда [46]. Результатов подробных численных расчетов для воздушного взрыва не приводим, ограничившись теми

несколькими примерами, которые взяты нами из работы [45] (см. раздел 1.1).

Приближенное решение задач, изложенных в параграфах 1.2.1 и 1.2.2, а также решение автомодельных задач, приведенных в этой главе, следует рассматривать в совокупности с численными расчетами Броуда [45]—[53]. Объединение этих решений и методов позволяет выработать единый взгляд на газодинамику взрывов и подойти к решению задачи об электромагнитном излучении, характеристики которого тесно связаны с газодинамическими процессами.

Глава 2

Электрофизические характеристики плазменного образования

Параметры электромагнитного излучения определяются не только газодинамическими процессами в возмущенной взрывом области, но и электрофизическими свойствами огненного шара и области частичной ионизации. В уже упоминавшейся работе Броуда [45] уделяется большое внимание генерации электромагнитного импульса. Бруд обращает внимание на две особенности явления: яркий свет от взрыва "временно тускнеет еще до того, как высветится большое количество энергии" и "взрыв генерирует электромагнитный сигнал с частотами от одного герца до" гигагерц [45]. Напомним читателю, что излучение с частотами около 1 Гц обусловлено совсем другими механизмами, не зависящими от описанных в этой книге, и подробно рассмотрено нами в работе [7].

2.1 Электрофизические свойства ионизированной воздушной среды

Рассмотрим прифронтную часть области повышенной ионизации и всю область частичной ионизации. Так как размеры области неоднородности параметров плазмы во много раз больше длины волны мик-

роволнового диапазона

$$\left| \frac{dl}{d(\ln f)} \right| \gg \lambda,$$

где f — характерная физическая величина (температура, плотность, концентрация заряженных частиц), и характерные времена изменения этих величин много больше периода излучения:

$$\left| \frac{dt}{d(\ln f)} \right| \gg \nu^{-1},$$

можно говорить об электрофизических свойствах квазиоднородной и квазистационарной (квазиравновесной) воздушной плазмы. В первую очередь это касается микроволнового и оптического диапазонов спектра электромагнитного излучения.

В этой главе рассчитываются концентрации частиц плазмы, определяются электропроводность газа, диэлектрическая проницаемость, коэффициенты поглощения микроволнового излучения и др.

2.1.1 Концентрация электронов и ионов в области частичной ионизации и вблизи границы области повышенной ионизации

Воздушная среда в области частичной ионизации, находящаяся под воздействием ионизирующего излучения, является многокомпонентной плазмой, состоящей из электронов, положительных и отрицательных атомных ионов O^+ , N^+ , O^- , положительных и отрицательных молекулярных ионов NO^+ , O_3^- , O_2^+ , O_2^- , N_2^+ и т.д., нейтральных молекул NO , CO , NO_2 , O_3 , N_2O , O_2 , N_2 и других.

Для решения задачи генерации микроволнового излучения необходимо определить пространственно-временные зависимости основных компонентов воздуха.

В таблице 2.1 приведены цепочки реакций, приводящих к образованию различных компонентов воздуха с указанием констант скоростей реакций по известным литературным данным [78]. В табл. 2.1 и далее в константах к уравнениям (2.1) $\eta = \rho/\rho_0$ — отношение плотности воздуха к плотности на уровне моря.

Кроме указанных реакций возможны и другие, в частности, образование комплексных ионов [79]. Однако на расстояниях порядка 10^2 м от источника, где среда к тому же и прогрета, комплексных ионов практически нет.

Таблица 2.1: Основные реакции

Реакции	Константа скорости реакции
$O_3^- + N^+ \rightarrow NO + O_2$	$2,7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$O^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_3^- + O_2$	$9 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$
$e + O_2 \rightarrow O^- + O$	$4,8 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$e + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M$	$3,8 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$
$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	$2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$	$3,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$NO^+ + e \rightarrow NO$	$4,1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$O^- + N \rightarrow NO + e$	$2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$e + O_2^+ \rightarrow O_2$	$2,2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$e + N_2^+ \rightarrow N_2$	$2,9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$e + NO^+ + M \rightarrow NO + M$	$6,4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$
$NO^+ + O^- \rightarrow NO + O$	$4,9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$X^+ + Y^- \rightarrow XY$	$(5 \cdot 10^{-8} + 2,5 \cdot 10^{-6} \eta) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$	$10^{-15} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$O^- + NO \rightarrow NO_2 + e$	$1,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$e + O_2^+ + M \rightarrow O_2 + M$	$6,4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$

При составлении системы кинетических уравнений, описывающих концентрации частиц воздушной плазмы, не обойтись без упрощений. Компоненты с близкими значениями параметров, в первую очередь констант взаимодействия, целесообразно объединить в отдельные группы.

Расчет молекулярных компонентов необходим при рассмотрении задачи о микроволновом излучении молекул при переходах между вращательными уровнями. Так как значения дипольных моментов молекул близки друг к другу (около 0,1 дебая (Дб) [43]), то достаточно ограничиться расчетом концентраций молекул одного вида, появляющихся в возмущенной среде.

В групповом приближении рассмотрим концентрации следующих групп:

1. Электроны $- n_e$
2. Положительные ионы N_2^+, O_2^+, O^+, N^+ $- n^+$
3. Отрицательные ионы O_2^- $- n^-$
4. Отрицательные ионы O_3^- $- N^-$
5. Положительные ионы NO^+ $- N^+$
6. Молекулы NO $- N$.

Система кинетических уравнений в групповом приближении может быть записана в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_e}{dt} = Q(1 + sN) - (a + a_1)n_e - dn_e(n^+ + N^+) + C_1N^-N; \\ \frac{dn^+}{dt} = Q - a_2n^+ - dn_en^+ - Bn^+(n^- + N^-); \\ \frac{dn^-}{dt} = an_e - B(n^+ + N^+)n^-; \\ \frac{dN^-}{dt} = a_1n_e - B(n^+N^- + N^+N^-) - C_1N^-N; \\ \frac{dN^+}{dt} = sQN + a_2n^+ - BN^+(n^- + N^-) - dn_eN^+; \\ \frac{dN}{dt} = -sQN - C_1NN^- + dn_eN^+ + BN^+N^-, \end{array} \right. \quad (2.1)$$

где $a = 1,1 \cdot 10^8 \eta^2 + 2,6 \cdot 10^5 \eta \text{ c}^{-1}$, $a_1 = 2,78 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$,
 $B = (2,5 \cdot 10^{-6} \eta + 5 \cdot 10^{-8}) \text{ см}^3 \text{ c}^{-1}$, $d = (3 + 1,7\eta) 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ c}^{-1}$,
 $a_2 = 2,4 \cdot 10^9 \eta \text{ c}^{-1}$, $C_1 = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ c}^{-1}$, $s = 0,372 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}$.

Эта система имеет интеграл (условие квазинейтральности плазмы), выражающий закон сохранения заряда:

$$n_e + n^- + N^- = N^+ + n^+.$$

Система (2.1) решалась методом Рунге-Кутты. Функция источника Q в уравнениях зависит от времени, координат и типа источника и представлена суммой членов вида:

$$\frac{\exp(-t/T_0) \exp(-r/\lambda_\gamma)}{T_0 r^2 \lambda_\gamma}.$$

Здесь T_0 — постоянная времени ионизирующего излучения (мгновенного, вторичного, захватного и осколочного), λ_γ — длина свободного пробега излучения.

На рис. 2.1 для примера представлены зависимости от времени концентраций частиц плазмы в групповом приближении. Рисунок соответствует расстоянию от источника $R = 500$ м, тротиловому эквиваленту $q = 1$ Мт и условиям на уровне моря. Сразу обратим внимание на то, что все кривые имеют максимум во временном диапазоне $10^{-8} - 10^{-7}$ с, кроме кривой концентрации нейтральных молекул окиси азота, концентрация NO после быстрого нарастания остается постоянной (подробнее см. главу 4).

В дальнейшем потребуются данные и о концентрации электронов в прогретом слое воздушной среды перед фронтом ударной волны в интервале температур $T \leq 3 \cdot 10^5$ К для воздушной среды нормальной плотности. Используя данные работ [80]–[84], составим табл. 2.2.

Данные таблицы 2.2 получены для равновесной плазмы с использованием формулы Саха [6].

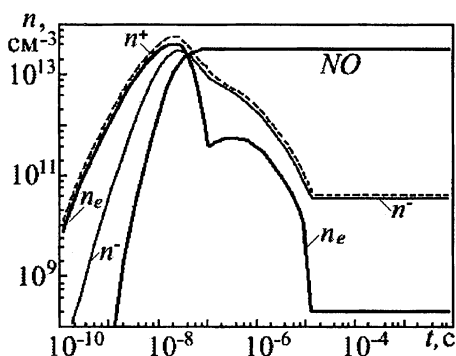


Рис. 2.1: Зависимость концентраций частиц плазмы от времени при мегатонном взрыве на уровне моря

Таблица 2.2: Зависимость концентрации электронов от температуры в прифронтовом слое

$T, 10^4$ К	0,4	0,6	0,8	1,0	2,0
$n_e,$ см^{-3}	$0,94 \cdot 10^{13}$	$1,24 \cdot 10^{15}$	$1,26 \cdot 10^{16}$	$5,72 \cdot 10^{16}$	$4,42 \cdot 10^{18}$
$T, 10^4$ К	5,0	7,0	10	20	30
$n_e,$ см^{-3}	$4,48 \cdot 10^{19}$	$6,78 \cdot 10^{19}$	$9,08 \cdot 10^{19}$	$1,89 \cdot 10^{20}$	$2,36 \cdot 10^{20}$

2.1.2 Диэлектрическая проницаемость и электропроводность воздушной плазмы

Диэлектрическая проницаемость ϵ и электропроводность плазмы σ аппроксимируются по известным значениям концентраций заряженных частиц, полученным при решении системы кинетических уравнений (2.1), следующими соотношениями [85]:

$$\epsilon = 1 - \sum_i k_{\epsilon i} \left(\frac{\omega}{\nu_{\text{эф}i}} \right) \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 + \nu_{\text{эф}i}^2}; \quad (2.2)$$

$$4\pi\sigma = \sum_i k_{\sigma i} \left(\frac{\omega}{\nu_{\text{эф}i}} \right) \frac{\omega_{pi}^2 \nu_{\text{эф}i}}{\omega^2 + \nu_{\text{эф}i}^2}, \quad (2.3)$$

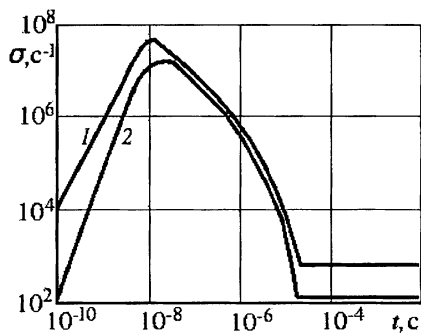


Рис. 2.2: Зависимость электропроводности от времени для взрыва $q = 10$ кт на расстоянии $R = 500$ м от центра: 1 — взрыв на высоте $H = 5$ км, 2 — $H = 10$ км

коэффициенты k_ϵ и k_σ для разных отношений частот излучения и соударений.

где $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi e^2 n_i / m_i}$ — плазменная частота заряженных частиц i -го сорта; $\nu_{\text{эф}e}$ — частота соударений электронов с молекулами, имеющая вид

$$\nu_{\text{эф}e} = 1,7 \cdot 10^{11} \eta \sqrt{T/300}, \text{ с}^{-1};$$

$\nu_{\text{эф}i}$ — частота соударений ионов i -го сорта с молекулами, имеющая вид

$$\nu_{\text{эф}i} = 4 \cdot 10^9 \eta \sqrt{T/300}, \text{ с}^{-1};$$

n_i, m_i — соответственно концентрация и масса заряженной частицы i -го сорта; $k_{\epsilon i}$ и $k_{\sigma i}$ — коэффициенты порядка единицы. Например, для электронов в табл. 2.3 приведены коэффициенты

Таблица 2.3: Значения коэффициентов k_ϵ и k_σ для электронов

$\frac{\omega}{\nu_{\text{эф}}}$	0	0,01	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	4,0	6,0	10
k_ϵ	1,51	1,51	1,50	1,48	1,40	1,19	1,07	0,98	1,0	1,0	1,0
k_σ	1,13	1,14	1,13	1,12	1,09	1,02	0,94	0,95	0,98	0,99	1,0

На рис. 2.2 представлены расчетные зависимости электропроводности как функции времени для взрыва с эквивалентом $q = 10$ кт, высоты взрыва $H = 5$ км (кривая 1) и $H = 10$ км (кривая 2). Расстояние от центра взрыва $R = 500$ м.

2.1.3 Коэффициент поглощения микроволнового излучения

При распространении электромагнитных волн в плазме диэлектрическая проницаемость и проводимость скорее играют вспомогательную

роль. Физический смысл имеют показатель преломления n и затухание κ , коэффициент поглощения a_ν . Для введения этих величин необходимо рассмотреть распространение плоской электромагнитной волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]; \quad (2.4)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]; \quad (2.5)$$

в изотропной и однородной плазме. Подставляя выражения (2.4), (2.5) в уравнения Максвелла, получаем дисперсионное соотношение

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon'(\omega), \quad (2.6)$$

где

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} (n - i\kappa) \frac{\mathbf{k}}{k}. \quad (2.7)$$

Из соотношений (2.4), (2.5) с учетом (2.6), (2.7) имеем

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(\mp \frac{\omega}{c} \kappa z) \exp[i(\omega t - \frac{\omega n}{c} z)] \quad (2.8)$$

где

$$(n - i\kappa)^2 = \varepsilon' = \varepsilon - i4\pi\sigma/\omega. \quad (2.9)$$

Знаки в (2.8) отвечают волнам, распространяющимся в направлении оси Z (знак “-”) и в противоположном направлении (знак “+”). Величины n и κ — показатели преломления и затухания:

$$n = \lambda_0/\lambda; \quad \lambda_0 = 2\pi c/\omega; \quad V_{\text{эф}} = c/n,$$

где λ_0 и λ — соответственно длины волн в вакууме и в среде, $V_{\text{эф}}$ — фазовая скорость волны.

Коэффициентом поглощения называют величину $a_\nu = 2\omega\kappa/c$, характеризующую убыль плотности потока энергии $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}\mathbf{B}]$ при распространении. С учетом формулы (2.9) получаем

$$a_\nu = 2\omega\kappa/c = 4\pi\sigma/(cn). \quad (2.10)$$

Для n и a_ν из соотношений (2.9) находим

$$n = \sqrt{\varepsilon/2 + \sqrt{(\varepsilon/2)^2 + (2\pi\sigma/\omega)^2}}; \quad (2.11)$$

$$a_\nu = 2 \frac{\omega}{c} \sqrt{-\varepsilon/2 + \sqrt{(\varepsilon/2)^2 + (2\pi\sigma/\omega)^2}} \quad (2.12)$$

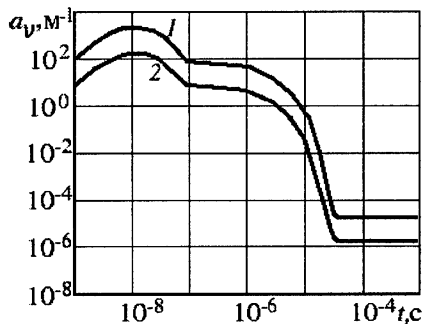


Рис. 2.3: Зависимость коэффициента поглощения от времени на расстоянии $R = 100$ м от центра взрыва с тротильным эквивалентом $q = 10$ кг, проведенного на высоте $H = 5$ км: 1 — $\lambda = 8,6$ мм, 2 — $\lambda = 2,3$ мм

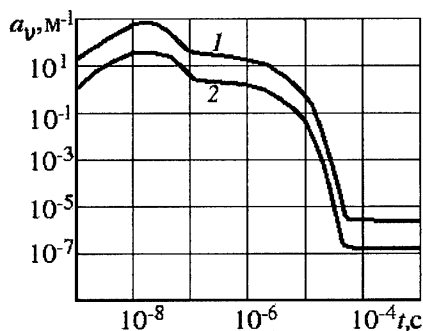


Рис. 2.4: Зависимость коэффициента поглощения от времени на расстоянии $R = 100$ м от центра взрыва с тротильным эквивалентом $q = 10$ кг, проведенного на высоте $H = 10$ км: 1 — $\lambda = 8,6$ мм, 2 — $\lambda = 2,3$ мм

где ε и σ определяются формулами (2.2), (2.3).

На рис. 2.3 и 2.4 представлены зависимости от времени коэффициента поглощения в области частичной ионизации для взрыва с тротильным эквивалентом $q = 10$ кг на расстоянии $R=100$ м. Рис. 2.3 соответствует высоте взрыва $H = 5$ км, рис. 2.4 — $H = 10$ км. Кривые 1 на обоих рисунках построены для $\lambda = 8,6$ мм, кривые 2 — для $\lambda = 2,3$ мм.

В заключение выпишем еще несколько формул. Из соотношений (2.4)–(2.9) можно получить формулы, связывающие поля \mathbf{E} и \mathbf{B} в плазме:

$$\frac{1}{n - i\kappa} [\mathbf{B}_k] = \mathbf{E}$$

или

$$\mathbf{E} = \xi [\mathbf{B}_k], \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \xi &= \xi' - i\xi'' = \frac{1}{n - i\kappa} = \\ &= \frac{n}{n^2 + \kappa^2} - i \frac{\kappa}{n^2 + \kappa^2}, \end{aligned}$$

$\mathbf{e}_k = \mathbf{k}/k$ — единичный вектор в направлении распространения плоской волны.

В случае металлов или хорошо проводящих тел соотношение (2.13) выполняется на поверхности. Величину ξ называют в этом случае *поверхностным импедансом*.

Для плазменного образования с учетом явных выражений для n и κ (2.10)–(2.12) находим

$$\xi' = \xi_0 \varphi_1(x); \quad \xi'' = \xi_0 \varphi_2(x), \quad (2.14)$$

где $\xi_0 = \sqrt{\omega/2\pi\sigma}$, $x = \omega\varepsilon/(4\pi\sigma)$,

$$\varphi_1(x) = \sqrt{(x + \sqrt{1+x^2})/(1+x^2)},$$

$$\varphi_2(x) = \sqrt{(\sqrt{1+x^2} - x)/(1+x^2)}.$$

На рис. 2.5 приведены зависимости $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$. Видно, что при малых $|x|$ эти функции стремятся к единице.

Совместно с рассчитанными концентрациями заряженных частиц полученные соотношения полностью определяют электрофизические свойства плазменного образования. Например, используя данные табл. 2.2, формулы (2.2), (2.3), (2.11) и (2.12), можно записать аппроксимационную формулу для зависимости коэффициента поглощения от температуры в прифронтовой области повышенной ионизации:

$$a_\nu = \frac{A_0}{T} \exp\left(-\frac{B_0}{T}\right), \text{ м}^{-1},$$

где A_0 и B_0 зависят от интервала температур и длины волны. Для $\lambda = 8,6$ мм в интервале температур $T \leq 10^4$ К $A_0 = 2 \cdot 10^2$ К/м, $B_0 = 5,8 \cdot 10^4$ К.

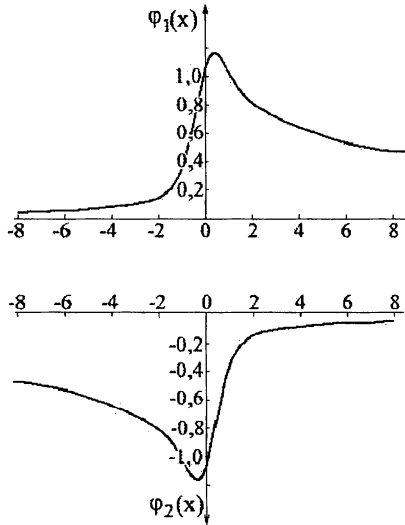


Рис. 2.5: Зависимость вещественной и мнимой частей поверхностного импеданса от параметра x

2.2 Средства регистрации излучения

При регистрации электромагнитного излучения в микроволновом диапазоне в качестве аппаратуры используют радиометры, позволяющие выделить слабый полезный сигнал на фоне собственных шумов [86].

Радиометры строят по принципу идеального приемника шумоподобных сигналов. Выходное напряжение радиометра пропорционально интегралу по времени квадрата мгновенных значений огибающей выходного сигнала. В радиометрах используют операции усиления,

квадратичного детектирования и интегрирования по времени. Следовательно, этот прибор предназначен для измерения мощности радиоизлучения в заданной полосе частот $\Delta\nu$. Выделим ряд основных параметров, характеризующих радиометр:

Ω_A — эффективный телесный угол диаграммы направленности антенны

$$\Omega_A = \lambda^2 / S_{\text{эф}}; \quad (2.15)$$

$S_{\text{эф}}$ — эффективная площадь антенны;

$T_{\text{ш}}$ — шумовая температура (в кельвинах);

$T_{Amin} = T_{\text{ш}} / \sqrt{\Delta\nu \tau}$ — чувствительность по антенной температуре;

τ — время интегрирования;

$I_{\nu min} = 2kT_{Amin} / S_{\text{эф}}$ — чувствительность по интенсивности;

$P_{min} = I_{\nu min} S_{\text{эф}} \Delta\nu$ — минимальная мощность, регистрируемая радиометром.

Увеличение чувствительности радиометра может быть достигнуто уменьшением шумовой температуры $T_{\text{ш}}$ и расширением полосы пропускания $\Delta\nu$. Время интегрирования τ определяется длительностью, характерными временами и формой регистрируемого сигнала.

Отметим сразу же, что параметры радиотеплового излучения взрыва слабо зависят от частоты, поэтому ширину полосы $\Delta\nu$ можно сделать достаточно большой, чтобы увеличить, насколько это возможно, мощность, поступающую на детектор. Радиометр регистрирует антенную температуру T_A , связанную со спектральной мощностью, принимаемой антенной, соотношением

$$2kT_A = I_{\nu} S_{\text{эф}}. \quad (2.16)$$

Антенная температура T_A определяется по яркостной температуре $T_{\text{я}}$ источника и форме диаграммы направленности антенны $D(\Omega)$:

$$T_A = \frac{1}{\Omega_A} \int_{4\pi} T_{\text{я}} D(\Omega) d\Omega,$$

где $\Omega_A = \int_{4\pi} D(\Omega) d\Omega$ — эффективный телесный угол диаграммы направленности антенны.

Пусть r_i — радиус излучающей области источника, а R — расстояние до источника. Если угловой размер источника $\Omega_i = \pi r_i^2 / R^2$ много больше эффективного телесного угла диаграммы Ω_A , то

$$T_A \approx \frac{T_{\text{я}} \int_{\Omega_i} D d\Omega}{\int_{4\pi} D d\Omega} = T_{\text{я}}.$$

В другом предельном случае, когда $\Omega_i \ll \Omega_A$,

$$T_A = T_{\text{я}} \Omega_i / \Omega_A.$$

Выбор радиометра с конкретными значениями параметров определяется целевым назначением прибора. Радиометры микроволнового диапазона широко применяются в радиоастрономии, в физике космических исследований [10], для дистанционной диагностики плазмы [87], [88] и т.д.

Для целей диагностики нестационарных процессов в плазме разрабатываются радиометры, регистрирующие импульсные сигналы. Для примера рассмотрим радиометр с приемным устройством из сурьмянистого индия [87]. В приемниках, работающих на основе сурьмянистого индия n -типа (n -InSb), используется принцип разогревания (увеличение эффективной температуры или энергии) газа свободных электронов в объеме полупроводника при поглощении приемным элементом электромагнитного излучения. Используется криостат с жидким гелием ($T_{\text{я}} = 1,5\text{--}4,2$ К). Кроме высокой чувствительности такой детектор обладает высоким быстродействием. Поскольку в этом элементе под воздействием излучения греется только газ свободных электронов в объеме детектора, а не сам детектор, время разогрева по сравнению с тепловыми приемниками (в том числе и охлаждаемыми) составляет менее одной микросекунды.

Заметим, что время интегрирования τ в таких приборах может быть меньше 10 мкс. Чувствительность радиометра $P_{\text{min}} \sim 10^{-11}$ Вт, $T_{\text{Amin}} \approx 0,05$ К при $\Delta\nu \approx 0,1\nu$.

Перспективным может оказаться использование в качестве детекторов излучения кристаллов-пирозлектриков [89], обладающих высокой чувствительностью (до 10^{-11} Вт), быстродействием (до 10^{-11} с) и широким интервалом рабочих температур и частот. Эти приборы стабильны, устойчивы к различным воздействиям, практически безынерционны.

При регистрации импульсных сигналов с еще меньшими характеристическими временами интегрирование не проводят [90]. В этом случае излучение просто усиливается и подается на осциллограф. Как правило, такие импульсы настолько интенсивны, что применяется простое детектирование сигнала промежуточной частоты, то есть после балансного кристаллического смесителя сигнал подается на усилитель промежуточной частоты, детектор и осциллограф. Если излучение не очень интенсивное, то смесителю должна предшествовать первая ступень усиления с низким уровнем шума. Можно использовать усилитель на лампе бегущей волны, параметрический усилитель или лазер [90].

Радиометры с высоким временным разрешением (малым временем накопления τ) одновременно должны иметь и большое пространственное разрешение ($\Omega_A \ll 1$). Из формулы (2.15) следует, что требуемое разрешение достигается выбором оптимального соотношения между длиной волны λ и размером антенны. В случае, если необходима еще большая локализация, то пучок коллимируют с помощью радиолинз или фокусирующих систем [87]. Более подробные сведения по антенной технике приведены, например, в [91]–[93].

2.3 Механизмы генерации микроволнового излучения

Под механизмом излучения будем понимать физический процесс или совокупность процессов, приводящих к генерации электромагнитных волн. Излучение считается тепловым (равновесным), если излучающие частицы имеют максвелловское распределение по скоростям. В этом случае яркостная температура $T_{\text{я}}$ излучения не может превышать кинетическую температуру T_k излучающих частиц [94]: $T_{\text{я}} \leq T_k \approx \varepsilon/k$, где ε — средняя энергия теплового движения частиц, k — постоянная Больцмана. Тепловое излучение некогерентно, то есть для него спектральная мощность излучения не превышает сумму мощностей спонтанного излучения отдельных частиц. При неравновесном распределении частиц, в частности, при инверсной заселенности энергетических уровней излучающей системы, возникает когерентное излучение, при котором полная спектральная мощность может заметно превышать суммарную мощность спонтанного излучения частиц.

Интенсивное когерентное излучение возникает при коллективных взаимодействиях плотных пучков заряженных частиц с плазмой и газом. В основе коллективного взаимодействия лежат элементарные процессы излучения и поглощения электромагнитного излучения заряженными частицами: эффекты Черенкова, Доплера, тормозное и магнитотормозное (циклотронное и синхротронное) излучение и поглощение, переходное излучение и др. Если в плазме определенная группа частиц совершает упорядоченное движение, то при достаточно большой их плотности имеет место коллективное излучение электромагнитных волн: часть энергии упорядоченного движения переходит в энергию электромагнитного излучения.

В настоящее время наиболее интенсивным когерентным микроволновым излучением, реализуемым в лабораторных условиях, является сверхизлучение [95], [96]. Эффект сверхизлучения лежит в основе ра-

боты мощных СВЧ-генераторов, в которых когерентность обеспечивается за счет предварительной группировки частиц.

Известно, что когерентное излучение электронных сгустков возможно, когда размеры их меньше длины волны. Но и в квазинепрерывных электронных потоках возникает когерентное излучение в результате того, что в потоке развивается группировка с периодом, близким к длине волны [97]. В промежуточном случае, когда электронный импульс имеет размеры в 1–5 длин волн, когерентная часть излучения связана обычно с излучением резких фронтов импульса тока, а излучение остального объема импульса некогерентно и обусловлено случайными флуктуациями плотности частиц внутри сгустка. В работе [97] показано, что гораздо более интенсивное когерентное излучение может возникать из всего объема такого сгустка в результате группировки частиц. Мощность этого излучения должна быть пропорциональна квадрату числа частиц в сгустке. Индуцированное излучение подобных пространственно-локализованных возбужденных ансамблей с большим временем жизни электронов возникает в результате “самоорганизации” излучения: происходит фазировка электронов и последующее когерентное высвечивание запасенной энергии. Это явление и называется сверхизлучением. Излучение представляет собой либо ультракороткий одиночный импульс, либо последовательность импульсов. Сверхизлучение возможно в свободном пространстве [98], когда активной средой является ансамбль нелинейных осцилляторов, занимающий объем, гораздо меньший, чем характерная длина волны излучения. Под действием собственного поля излучения суммарный дипольный момент такой системы экспоненциально нарастает, формируя тем самым импульс сверхизлучения. Связь между осцилляторами осуществляется за счет общего поля излучения. Другой способ создать коллективное взаимодействие и сверхизлучение — обеспечить автофазировку частиц (группировку) в электродинамической структуре (волноводе, резонаторе, замедляющей структуре и др.) В этом случае возможно взаимодействие осцилляторов не только через общее поле излучения, но и за счет отражений волн от стенок структуры (индуцированное излучение) [98].

Для повышения пиковой мощности микроволнового излучения наиболее благоприятным является режим группового синхронизма:

$$\omega - k_{\parallel} v = n\Omega,$$

где ω — круговая частота и k_{\parallel} — продольная компонента волнового вектора поля, взаимодействующего со сгустком электронов; v — ско-

рость электронов, n — целое число, Ω — частота, характеризующая тип взаимодействия.

Для черенковского и переходного механизмов излучений $n = 0$.

При $n \neq 0$ черенковский механизм излучения может быть реализован на высших пространственных гармониках волны, при этом $n = 1, 2, 3 \dots$, $\Omega = 2\pi/d$, где d — пространственный период электродинамической системы.

Для магнитотормозного механизма излучения $\Omega = \omega_c$, где ω_c — циклотронная частота.

При анализе когерентного излучения следует учитывать, что эффективная частота столкновений заряженных частиц в плазме должна быть много меньше частоты волны. Если это условие не выполнено, то излучение не когерентно (интенсивность пропорциональна числу частиц).

Основными механизмами генерации некогерентного микроволнового излучения являются:

1) *тормозное излучение заряженных частиц* (электронов, протонов, α -частиц, ионов и т.д.); оно возникает при столкновениях заряженных частиц с нейтральными и частично ионизованными атомами (в процессе излучения принимают участие электроны, перечисленные выше положительно заряженные частицы, ядра ионов, на которых происходит рассеяние, связанные электроны ионов и атомов, “дебаевская шуба” ионов);

2) *гиросинхротронное (магнитотормозное) излучение*; магнитотормозное излучение возникает в плазме, помещенной в магнитное поле, в результате ускорения электронов при их криволинейном движении вокруг силовых магнитных линий; его же называют *синхротронным* излучением;

3) *микроволновое излучение в линейчатом спектре*. Это излучение обусловлено переходами между вращательными уровнями возбужденных молекул, электронными переходами между уровнями с большими квантовыми числами.

4) *Радиотепловое излучение фронта ударной волны*, образовавшейся при взрыве. Это равновесное тормозное излучение частиц высокой энергии за фронтом ударной волны.

В настоящее время общепризнанной является комптоновская модель генерации электромагнитного импульса ядерных взрывов [1]. В рамках комптоновского механизма физическая природа сигнала сводится к следующему: рассеяние гамма-квантов или нейтронов на молекулах среды приводит к образованию радиального электрического тока комптоновских электронов и поляризации среды. Комптоновские

электроны, в свою очередь, замедляясь, ионизируют среду, в которой текут токи проводимости. Возникают нестационарные электромагнитные поля, характеристики которых зависят от степени анизотропности окружающего пространства и самого источника ионизирующих излучений [1], [99]–[101], [145]. На генерацию электромагнитного импульса влияют газодинамические явления, протекающие при взрыве [77], [102], [103]. Частотный спектр возбуждаемого сигнала определяется временной зависимостью интенсивности ионизирующего излучения взрыва и очень широк. Максимум спектральной интенсивности излучения приходится на диапазон частот $\Delta\nu \sim 10 - 100$ кГц.

Комптоновский механизм генерации микроволнового излучения отвечает за возбуждение когерентной части сигнала и некогерентной части его, обусловленной тормозным излучением заряженных частиц. Эти части электромагнитного импульса охватывают временной интервал от сотых долей микросекунды до единиц микросекунд. Гироциклотронное излучение при взрывах в земной атмосфере дает ничтожный вклад, поскольку циклотронная частота электронов плазмы во много раз меньше частоты микроволнового излучения. Радиотепловое излучение фронта ударной волны охватывает интервал времени $10 - 10^5$ мкс, линейчатое излучение в миллиметровом диапазоне начинает преобладать над вкладом других механизмов к концу первой секунды и может длиться десятки секунд [6].

В генерируемом электромагнитном импульсе довольно хорошо исследована когерентная часть в диапазоне средних и длинных радиоволн. Но до сих пор нет хорошего согласования теоретических результатов и экспериментально наблюдаемых закономерностей по длительности и форме электромагнитного сигнала. Чтобы добиться согласия по длительности сигнала в расчетных данных и эксперименте, иногда приходится задавать слишком большие значения полного числа жестких нейтронов [101]. Много внимания уделено в литературе вопросам, связанным с влиянием распределения гамма-излучения нестационарного источника. Учитывалось влияние электромагнитного поля взрыва на ток комптоновских электронов и на проводимость среды [148]. Оказалось, что учет конечной проводимости Земли для приземных взрывов, а также влияния нелинейных эффектов уменьшает амплитуду сигнала и увеличивает длительность не более, чем в 2 раза [123]. Из работы [149] следует, что длительность сигнала пропорциональна логарифму тротилового эквивалента q взрыва, а реальная зависимость временных параметров от q имеет вид $\sim q^{1/3}$. Этот факт указывает на связь электродинамических и газодинамических явлений.

Для объяснения корреляции газодинамических и электродинамических процессов в работе [150] был предложен следующий механизм генерации электромагнитного излучения. Суть механизма состоит в возбуждении поверхностных токов, текущих по фронту ударной волны, образующейся за фронтом тепловой. Появление токов обусловлено радиальным движением ионизованного газа в азимутальном магнитном поле ядерного взрыва. В этом случае оценка напряженности E излучаемого поля приводит к результату:

$$E \sim \frac{\pi}{4rc} \frac{d}{dt} (B r_{\Phi} \rho_{\Phi} / \rho_0) \sim 1, \text{ В/м,}$$

полученному для расстояния $r \sim 50$ км, индукции $B \sim 10^2$ Гс, $r_{\Phi} = 7$ м, $\rho_{\Phi} / \rho_0 \approx 10$, $\frac{d}{dt} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Следует отметить, что, во-первых, к моменту $t \sim 60$ мкс магнитное поле в 100 Гс в этих оценках сильно завышено, так как в центральной области $r < \lambda_{\gamma}$ из-за большой проводимости вертикальная компонента тока близка к нулю:

$$j_z = j_{kz} - \sigma E_z \approx 0$$

(j_{kz} и E_z — соответственно, вертикальные компоненты комптоновского тока и напряженности электрического поля).

Во-вторых, существуют два различных характерных момента времени: момент завершения образования ударной волны на фронте тепловой $t_1 = 1,5 \cdot 10^{-5} q^{1/3}$ и момент выхода ударной волны во фронт тепловой $t_2 = 4,5 \cdot 10^{-5} q^{1/3}$ (см. подробнее главу 5). В модели, принятой в работе [150], эти моменты времени совпадают. В интервале от t_1 до t_2 перед фронтом ударной волны распространяется тепловая волна, ослабляющая излучение фронта ударной. Исследованию корреляции газо- и электродинамических явлений посвящена глава 5 нашей книги.

Среди различных механизмов генерации электромагнитного излучения следует отметить механизмы взаимодействия сильных ударных волн с магнитным полем Земли [7], [151], [152].

В последующих главах изложены особенности электромагнитного сигнала в микроволновой области спектра. Основными рассматриваемыми механизмами генерации остаются комптоновский механизм генерации тормозного излучения, комптоновский механизм когерентного излучения, связанный с асимметрией источника, механизм генерации некогерентного радиотеплового излучения на фронте ударной волны; обсуждаются возможности регистрации линейчатого излучения.

Глава 3

Когерентное излучение в микроволновом диапазоне

Когерентное излучение возникает при коллективных движениях частиц плазмы, когда эффективная частота столкновений частиц много меньше частоты электромагнитной волны. В лабораториях удастся получить наиболее интенсивное когерентное излучение (так называемое сверхизлучение) за счет предварительной группировки частиц плазмы [96]. В естественных условиях когерентное излучение возникает на начальной стадии возвратного удара молнии [104]–[115], [120], [121], при наличии асимметрии вылета длиннопробежного излучения атмосферного взрыва [18], при возникновении двойного источника гамма-квантов [116]–[291]. Далее мы рассматриваем интервалы длин волн излучения, попадающие в окна прозрачности воздуха, т.е. вблизи $\lambda \sim 2, 3$ мм, 8,6 мм и 3 см.

3.1 Излучение возвратного удара молнии

Известно, что основной помехой при регистрации электромагнитного излучения взрывов являются электромагнитные импульсы молниевых разрядов [121], [122]. В микроволновом диапазоне молнии являются практически единственным серьезным источником помех. Поэтому для регистрации и идентификации взрывов важно уметь оценивать

значения характеристик молниевых сигналов. Поскольку микроволновые приборы сейчас широко используются в средствах связи, решение задачи о генерации электромагнитного импульса молнии актуально не только для регистрации взрывов.

Максимум энергии электромагнитного импульса молнии лежит в области очень низких частот и соответствует стадии возвратного удара. При этом испускается несколько дискретных импульсов, характеристики которых связаны с макропараметрами молнии [105]–[107], [110]. При увеличении частоты число импульсов в разряде возрастает, а максимальная амплитуда сигнала снижается. При частоте примерно 10 кГц и выше напряженность электрического поля убывает с ростом частоты ν либо по закону $1/\nu$, либо по закону $1/\nu^2$ в зависимости от характера изменения тока и геометрии источника [106]. В высокочастотной области спектра электромагнитного импульса возрастает роль ступенчатого и стреловидного лидеров в генерации сигнала. В работе [107] приведены результаты измерений микроволнового излучения молнии на частотах 0,42 и 0,85 ГГц.

В особенности интересен разряд Земля-облако, при котором формируется, как и при взрывах, вертикальный дипольный излучатель. В работах [104]–[112] рассмотрены модели молниевых разрядов в стадии возвратного удара, позволяющие объяснить качественно форму и оценить параметры генерируемого импульса. В работах [105], [107], [111]–[113] вычислялся электрический дипольный момент разряда в зависимости от времени и высоты канала, причем электромагнитный импульс различных стадий моделировался для разных скоростей нарастания тока. В работе [107] обсуждаются самые разнообразные эффекты молний.

Молния, представляющая пример искрового разряда, возникает, когда в газовом облаке разделяются и накапливаются большие заряды (~ 50 Кл), а величины напряженности электрического поля достигают таких больших значений ($\sim 10^3$ кВ/м), что наступает электрический пробой воздуха. Рассмотрим простейшую модель возвратного удара, возникающего при разряде Земля-облако.

Процесс разряда начинается со слабо светящегося ступенчатого лидера. Под действием сильного электрического поля облака сначала движется от облака к Земле лишь сравнительно небольшое количество свободных электронов, ионизирующих по пути встречные молекулы воздуха. При этом возникают электронные лавины (“стримеры”), из которых складывается светящийся канал ионизованного воздуха - лидера. Лидер движется к земле рывками, проходит около 100 м со скоростью $\sim 5 \cdot 10^7$ м/с, затем приостанавливается на несколько десятков

микросекунд и движется дальше. Из-за прерывистого движения лидер назван ступенчатым. В результате между облаком и землей образуется слабо проводящая колонна с распределенным по ней отрицательным зарядом грозового облака. При подходе колонны к поверхности земли в момент контакта с землей возникает возвратный удар, вдоль колонны бежит волна с фронтом потенциала, близким к потенциалу Земли. Обозначим скорость фронта V_ϕ (рис. 3.1). Скорость фронта возвратного удара обычно лежит в интервале от $1/10$ до $1/3$ скорости света [106]. При ускоренном движении зарядов по каналу возвратного удара генерируется электромагнитный импульс, характерные частоты которого лежат в килогерцовом диапазоне.

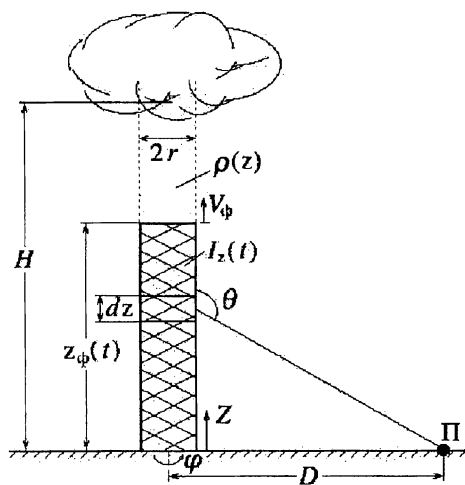


Рис. 3.1: Схема возвратного удара молнии

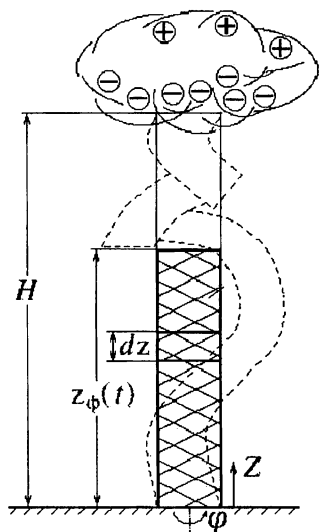


Рис. 3.2: Пунктиром показан реальный канал молнии

Типичные значения параметров возвратного удара при разряде Земля-облако, определяющие характеристики генерируемого импульса, лежат в следующих пределах [107]: величина переносимого заряда от 2 до 20 Кл, длина канала 2–10 км, диаметр канала равен нескольким сантиметрам. Из-за больших токов канал возвратного удара разогревается, температура газа в канале достигает значений 30 кК, вызывая яркую вспышку молнии. При этом давление газа в канале молнии

($\sim 10 - 100$ атм) существенно превышает давление окружающего воздуха, канал расширяется со сверхзвуковой скоростью, создавая ударную волну. На больших расстояниях по сравнению с размерами канала ударная волна вырождается в звуковую и воспринимается как гром.

Для оценки параметров и формы электромагнитного импульса необходимо знать распределение заряда вдоль канала. Это распределение зависит от внешних условий: геометрии среды и ее электрофизических свойств. Рассмотрим простейшую модель генерации электромагнитного импульса.

Направим ось Z вертикально вверх вдоль канала от Земли к облаку (рис. 3.1). Задачу будем рассматривать в одномерном приближении, т.е. усредним все физические характеристики по сечению канала. Зададим такое непрерывное распределение зарядов, установившихся после прохождения ступенчатого лидера, чтобы можно было получить искомые зависимости в аналитически обозримом виде [105]

$$\rho(z) = -\rho_0 \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{z}{H}\right), \quad (3.1)$$

где $\rho(z)$ — объемная плотность заряда в канале, H — длина канала. Это распределение качественно соответствует известному из эксперимента [107] и правильно описывает уменьшение скорости фронта с высотой. При $H = 2$ км, $V_{\Phi} = 5 \cdot 10^7$ м/с [107] отношение характерного размера источника к характерной длине волны генерируемого сигнала ($\lambda \sim 30$ км/с) удовлетворяет условию $H/\lambda \leq 0,1$, поэтому можно приближенно считать излучатель квазистатическим.

Предположим, что большую часть отрицательного заряда в колонне составляют отрицательные ионы, возникшие за счет прилипания электронов к молекулам, подвижность которых гораздо ниже подвижности электронов. Тогда можно пренебречь движением ионов в колонне. Поскольку можно также пренебречь действием поля на заряды перед фронтом возвратного удара, в первом приближении не учитываем в стадии возвратного удара влияние статического заряда облака. Тогда скорость фронта равна $V_{\Phi} = k_e E_z$, где k_e — подвижность электронов, которую считаем не зависящей от высоты.

Напряженность поля E_z удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho(z)}{\epsilon_0}, \quad z \geq z_{\Phi},$$

из которого с учетом (3.1) получаем уравнение для координаты фронта возвратной волны

$$\frac{\partial z_{\Phi}}{\partial t} = \frac{k_e \rho_0 H}{\varepsilon_0} \cos \left(\frac{\pi z_{\Phi}(t)}{2H} \right), \quad (3.2)$$

с начальным условием

$$z_{\Phi}(0) = 0. \quad (3.3)$$

Интегрируя (3.2) и учитывая (3.3), находим зависимость координаты фронта от времени

$$z_{\Phi}(t) = \left(\frac{4}{\pi} \operatorname{arctg}(e^{t/T_0}) - 1 \right) H, \quad (3.4)$$

скорость фронта

$$V_{\Phi}(t) = \frac{4H}{\pi T_0} \frac{\exp(t/T_0)}{1 + \exp(2t/T_0)}, \quad (3.5)$$

и ток $I_z = -V_{\Phi} \rho(z) S$, текущий по каналу,

$$I_z(t) = \begin{cases} 0, & z > z_{\Phi}(t); \\ \frac{S \rho_0^2 k_e H}{2\varepsilon_0} \sin \left(\frac{\pi z_{\Phi}(t)}{2H} \right), & z \leq z_{\Phi}(t). \end{cases} \quad (3.6)$$

В формулах (3.4), (3.5) $T_0 = 2\varepsilon_0 / (\pi \rho_0 k_e)$ — характерное время процесса; S — сечение канала.

Выражение для тока (3.6) позволяет оценить параметры генерируемого сигнала, которые на расстоянии D от канала молнии (с учетом отражения из-за большой проводимости Земли) рассчитываются по формулам (см. работу [106]):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(D, t) = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} & \left[\int_0^H \int_0^t \frac{2 - 3 \sin^2 \theta}{R^3} I(z, \tau - R/c) d\tau dz + \right. \\ & + \int_0^H \frac{2 - 3 \sin^2 \theta}{cR^2} I(z, t - R/c) dz - \\ & \left. - \int_0^H \int_0^t \frac{\sin \theta}{c^2 R} \frac{\partial I(z, t - R/c)}{\partial t} dz \right] \mathbf{e}_z; \quad (3.7) \end{aligned}$$

$$\mathbf{B}(D, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\int_0^H \frac{\sin \theta}{R^2} I(z, t - R/c) dz + \int_0^H \frac{\sin \theta}{cR} \frac{\partial I(z, t - R/c)}{\partial t} dz \right] \mathbf{e}_\varphi, \quad (3.8)$$

где использованы обозначения рис. 3.1.

Например, подставляя выражение (3.6) в формулу (3.8) для магнитной индукции, получим

$$B_\varphi = \frac{\mu_0 c}{2\pi} \left[\frac{Q}{cT_0 D} \frac{H}{D} \frac{f_z F_1(t)}{\sqrt{1 + (H/D)^2 f_z^2}} + \frac{Q}{c^2 T_0^2} \frac{H}{D} f_z F_2(t) \right], \quad (3.9)$$

где введены следующие обозначения:

$$Q = \frac{2\rho_0 SH}{\pi} \quad (3.10)$$

полный заряд, переносимый по каналу;

$$f_z = \frac{4}{\pi} \arctg[\exp(t/T_0)] - 1; \quad (3.11)$$

$$F_1 = 2 \exp(-t/T_0) [1 - \exp(-2t/T_0)] / [1 - \exp(-2t/T_0)]^2; \quad (3.12)$$

$$F_2 = 2 \exp(-t/T_0) [\exp(-2t/T_0) + \sqrt{8} - 3] \frac{[\exp(-2t/T_0) + \sqrt{8} + 3]}{[1 + \exp(-2t/T_0)]^3}. \quad (3.13)$$

Соотношение (3.9) позволяет по экспериментально зарегистрированным на разных расстояниях зависимостям индукции магнитного поля от времени оценить характеристики молнии.

В качестве примера оценки параметров разряда воспользуемся данными работы [107]. В ней приведены записи поля от времени на расстоянии $D_1 = 2,0$ км (рис. 3.3) и на большом расстоянии $D_2 = 200$ км (рис. 3.4). Регистрация импульсов произведена на двух американских станциях 3 июля 1976 г. На малых расстояниях от колонны (рис. 3.3) сигнал представляет собой униполярный импульс с максимальным значением магнитной индукции ~ 500 нТл. При этом напряженность электрического поля была около 500 В/м.

В волновой зоне излучения (рис. 3.4) сигнал имеет не менее двух квазиполупериодов, с длительностью первого квазиполупериода около 30 мкс. Максимальная амплитуда магнитной индукции составляет

несколько единиц нанотесла. Электрический импульс имеет аналогичную форму с амплитудой в несколько единиц В/м. Приведенные параметры, вообще говоря, зависят от высоты канала и величины переносимого заряда.

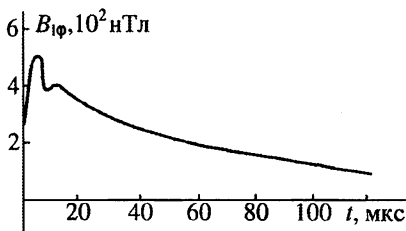


Рис. 3.3: Экспериментальная зависимость индукции магнитного поля от времени на расстоянии $D_1 = 2,0$ км

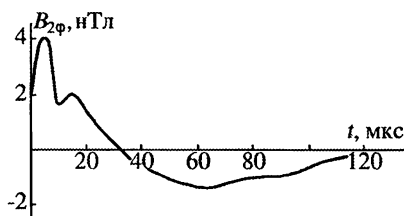


Рис. 3.4: Экспериментальная зависимость индукции магнитного поля от времени на расстоянии $D_2 = 200$ км

Основные особенности электромагнитных импульсов молний удовлетворительно описываются в рамках модели (3.9). Предложенную модель можно использовать для оценки характеристик разряда. По рис. 3.4 оценим длительность первого квазиполупериода $t_1 = 32$ мкс. Используя формулу (3.13) и учитывая, что $F_2(t_1) = 0$, находим характерное время процесса

$$T_0 = 2t_1 / |\ln(3 - \sqrt{8})| = 1,13t_1. \quad (3.14)$$

Сигнал $B_{2\varphi}(t)$, изображенный на рис. 3.4, зарегистрирован в волновой зоне, в которой $D_2 \gg H$. В этом случае в формуле (3.9) можно пренебречь первым слагаемым. Тогда зависимость $B_{2\varphi}(t)$ позволяет оценить значение произведения

$$QH = \frac{2\pi c T_0^2 D_2}{\mu_0} \frac{B_{2\varphi}(t)}{f_z(t) F_2(t)}. \quad (3.15)$$

Наоборот, на малых расстояниях $D < H$, в формуле (3.9) преобладает первое слагаемое. Это позволяет по зависимости $B_{1\varphi}(t)$, изображенной на рис. 3.3 и измеренной на малом расстоянии, оценить значение высоты канала

$$H = D_1 \sqrt{\left[\left(\frac{\mu_0 QH}{2\pi T_0 D_1^2} \frac{f_z(t) F_1(t)}{B_{1\varphi}} \right)^2 - 1 \right] / f_z^2(t)}. \quad (3.16)$$

По описанной методике в примере, представленном на рис. 3.3 и 3.4, получены следующие результаты:

$$T_0 = 36 \text{ мкс}, \quad H = 4 \text{ км}, \quad Q = 1 \text{ Кл.}$$

Эти значения согласуются со среднестатистическими данными (см. работу [107]), что говорит о приемлемости предложенной методики для грубой оценки характеристик молний по параметрам регистрируемых электромагнитных импульсов. Грубость оценок связана с предельной простотой модели (3.9). Реальная молния, конечно, не представляет собой строго вертикальную колонну постоянного сечения. На рис. 3.2 пунктиром показан фрагмент фотографии вспышки молнии из работы [107, с. 17], на котором видны ответвления и искривления канала реального разряда. Подробнее методика оценки параметров сигнала изложена в студенческом практикуме [132].

По приведенным выше соотношениям легко оцениваются и остальные параметры разряда: ρ_0 — максимальное значение объемной плотности заряда, S — сечение канала, I_{max} — максимальное значение протекающего по каналу тока и V_{Φ} — скорость фронта возвратного удара.

По известному току (3.6) нетрудно вычислить спектральную плотность излучения и антенную температуру источника. Оценка максимальной антенной температуры T_A может быть сделана по формуле

$$T_A = 4,3 \cdot 10^{22} \frac{FI^2 S_{eff}}{r_1^2 \tau_i \omega^2}, \quad (3.17)$$

приведенной в работе [104]. Здесь I — максимальный ток в источнике; F — коэффициент ослабления; r_1 — расстояние между источником и регистратором; τ_i — длительность импульса тока; S_{eff} — эффективная площадь антенны, зависящая от частоты; ω — средняя частота регистрируемого частотного диапазона.

Вновь воспользуемся данными работы [107] для оценок. Ток в канале возвратного удара составляет 10–20 кА, характерное время изменения тока примерно 40 мкс. Коэффициент ослабления сигнала на трассе распространения во время ливня составляет приблизительно 20 дБ/км при интенсивности дождя 80 мм/час. Тогда при эффективной площади антенны 0,12 м² на длине волны 8 мм и расстоянии $r_1 = 0,9$ км получаем антенную температур в интервале 4,7–19 кК.

Интересно отметить, что разряды молний наблюдаются и при термоядерных взрывах с высоким тротиловым эквивалентом. При наземном взрыве “Майкл”, осуществленном 31 октября 1952 г. на атолле

Эниветок в группе Маршалловых островов, наблюдалось не менее пяти молниевых вспышек. Тротиловый эквивалент взрыва 10,4 Мт. Наблюдение молний велось в оптическом диапазоне. По кадрам высокоскоростного фильма авторы работы [108] анализировали разные стадии развития молний, вызванных разделением заряда при взрыве. По оценкам авторов работы [108] суммарный заряд, переносимый зарегистрированными вспышками, составил не менее 25 Кл.

Эксперименты по измерению микроволнового излучения молниевых разрядов обсуждаются в главе 8 нашей книги.

3.2 Генерация сигнала длиннопробежными частицами

Электромагнитное излучение возбуждается нестационарной асимметричной токовой системой, возникающей в ионизированной воздушной среде, окружающий источник гамма-излучения или нейтронов. Ионизация обусловлена протеканием тока комптоновских электронов. Асимметрия может быть связана с асимметрией вылета гамма-квантов, близостью поверхности Земли и с неоднородностью плотности атмосферы [99], [116]–[120], [124]–[130], [144]–[148]. В работах [99], [124], [128]–[131] рассматривался радиоимпульс, генерируемый в воздушной среде в результате асимметрии токовой системы, создаваемой источником длиннопробежного излучения. Установлено, что максимум спектральной интенсивности приходится на диапазон частот 10–100 кГц. В этом разделе мы обсудим комптоновский механизм генерации высокочастотной составляющей электромагнитного импульса, обусловленного током быстрых электронов, вызываемым гамма-излучением точечного нестационарного источника, и покажем, что когерентное излучение возможно и в микроволновой области частот.

3.2.1 Модель тока электронов

Зависимость спектральной интенсивности электромагнитного импульса в микроволновом диапазоне от частоты существенно определяется пространственно-временной функцией излучающего тока электронов. Поэтому сначала рассмотрим модель тока электронов для начальных моментов времени после взрыва [17], [18], [37].

Пусть в окружающей точечный источник среде распространяются мгновенные гамма-кванты, имеющие малую асимметрию вылета. Под действием выбитых быстрых комптоновских электронов отдачи

происходит ионизация среды; причем процесс ионизации среды в данной точке отстает по времени от момента прохождения фронта гамма-импульса примерно на время торможения быстрого электрона, составляющее ~ 10 наносекунд [126]. Число вторичных электронов, возникающих при торможении даже мгновенного импульса быстрых электронов, согласно данным работы [131], возрастает со временем по линейному закону приблизительно в течение первых 10 нс для электронов с энергией порядка 1 МэВ. Вторичные электроны термализуются и прилипают к молекулам кислорода, образуя отрицательные ионы примерно со скоростью $a = 1,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Так как комптоновские электроны в среднем смещаются в радиальном направлении, в образующемся радиальном электрическом поле разделения зарядов создается ток проводимости $\sigma \mathbf{E}$, направленный встречно основному току \mathbf{j}_k комптоновских электронов.

Для радиально симметричного электрического поля справедливо уравнение

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sigma E = \frac{4\pi}{c} j_k. \quad (3.18)$$

Решение уравнения (3.18) позволяет оценить излучающий ток

$$\mathbf{j}_r = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}_k. \quad (3.19)$$

Из приведенного анализа характерных времен следует, что длительность микроволнового сигнала $T \geq 10$ нс, причем характерная область излучения имеет размеры $cT \sim 3$ м, что по порядку величины совпадает с длиной пробега быстрого электрона λ_e .

Таким образом, в центральной области размером $R \sim \lambda_e$ проводимость практически не зависит от расстояния, а зависит только от времени, причем в начальные моменты времени по линейному закону

$$\sigma = \dot{\sigma} t. \quad (3.20)$$

Расчет электрофизических характеристик показывает, что для микроволновой области при малых интенсивностях гамма-излучения параметр $4\pi\sigma/\omega \ll 1$, следовательно, в этом случае в уравнениях Максвелла током проводимости можно пренебречь, и во внимание следует принимать лишь комптоновский ток

$$\mathbf{j}_r = \mathbf{j}_k = e n_k \mathbf{v}, \quad (3.21)$$

где \mathbf{j}_k — плотность тока комптоновских электронов, \mathbf{v} — скорость электронов, n_k — концентрация комптоновских электронов.

Для временной зависимости интенсивности гамма-источника примем выражение

$$N_\gamma = Nf(t) = N\alpha \exp(-\alpha t), \quad (3.22)$$

где N — полное число испущенных гамма-квантов. Тогда пространственно-временная зависимость излучающего тока (3.21) аппроксимируется функцией

$$j_r = \frac{\xi_1 e N v \exp(-r/\lambda_\gamma)}{4\pi r^2 \lambda_\gamma} \exp[-\alpha(t - r/c)], \quad (3.23)$$

где коэффициент ξ_1 — при условии

$$\alpha \lambda_e / v \leq 1 \quad (3.24)$$

определяется соотношением $\xi_1 = \alpha \lambda_e / v$.

При выполнении условия (3.24) плотность тока электронов не зависит от плотности среды, так как от плотности среды не зависит отношение длины пробега электронов к длине пробега гамма-кванта $\lambda_e / \lambda_\gamma$. Следовательно, наличие в центре более плотной среды, чем воздух, мало влияет на высокочастотную составляющую электромагнитного импульса в начальные моменты времени.

При очень больших интенсивностях гамма-излучения, а также при уменьшении частоты микроволнового излучения, параметр $4\pi\sigma/\omega$ становится порядка единицы и, следовательно, при решении задачи об излучении следует учитывать и ток проводимости. Однако и в этом случае пространственно-временная зависимость излучающего тока в начальные моменты времени может быть аппроксимирована выражением вида (3.23), где коэффициенты ξ_1 и α имеют несколько другие значения и, в свою очередь, зависят от числа гамма-квантов.

Ток быстрых электронов j_k в начальные моменты времени $t < \lambda_e / v$ задается соотношением

$$j_k = \frac{e N v}{4\pi r^2 \lambda_\gamma} \int_0^t dt' f\left(t' - \frac{r - (t - t')v}{c}\right) \exp\left\{-\frac{r - v(t - t')}{\lambda_e}\right\}. \quad (3.25)$$

С учетом зависимости (3.22), подставляя выражения (3.25) и (3.20) в (3.19), при условии $t < \alpha^{-1}$ имеем

$$j_r = \frac{e N v}{4\pi r^2 \lambda_\gamma} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_\gamma} + \frac{\alpha r}{c}\right) \alpha t \exp(-2\pi\sigma t^2). \quad (3.26)$$

Излучающий ток достигает максимума при $t_m = 1/(2\sqrt{\pi\dot{\sigma}})$, при этом максимальное значение тока равно

$$j_{rm} = \frac{eNv}{4\pi r^2 \lambda_\gamma} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_\gamma} + \frac{\alpha r}{c}\right) \frac{\alpha}{\sqrt{4\pi\dot{\sigma}e}}. \quad (3.27)$$

Таким образом, излучающий ток очень быстро достигает максимума, а затем быстро падает, в то время как проводимость и, следовательно, ток проводимости находятся еще в стадии роста. В приближенных, оценочных расчетах и в данном случае пространственно-временную зависимость излучающего тока можно задавать соотношением (3.23), где необходимо “подправить” коэффициенты ξ_1 и α :

$$\xi_1 = \xi'_1 = \frac{\alpha}{\sqrt{4\pi\dot{\sigma}e}}; \quad \alpha = \alpha' = 2\pi\dot{\sigma}t_m.$$

3.2.2 Методика расчета сигнала

Учтем, что в начальные моменты времени в области генерации и распространения электромагнитного импульса справедливо условие для микроволнового диапазона $4\pi\sigma/\omega \ll 1$. Добавим, что экспериментально определенные значения электронной проводимости примерно в 5–10 раз ниже расчетных на временах $t \leq 1$ мкс [124].

Следовательно, можно пренебречь ослаблением электромагнитного импульса в высокочастотном диапазоне при распространении в проводящей области. Задача сводится к определению запаздывающего векторного потенциала, а по нему и электромагнитного поля [18], [291].

Направим ось X декартовой системы координат (рис. 3.5) вдоль направления максимального вылета гаммаквантов. Тогда напряженность электрического поля в точке L , находящейся на большом расстоянии R от источника S в направлении, перпендикулярном оси X , выражается (с учетом запаздывания) формулой:

$$E_x = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V'_i} \frac{j_x(t - r/c - r'/c)}{r'} dV', \quad (3.28)$$

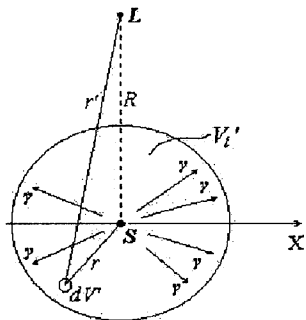


Рис. 3.5: Схема расположения источника S и наблюдателя L

(с учетом запаздывания) формулой:

где V'_t — объем области, в которой задан ток j_x , r' — расстояние от элемента объема dV' до точки наблюдения, r — расстояние до источника гамма квантов. В случае малой асимметрии вылета гамма-квантов асимметричный ток j_x выражается через радиальный ток j_r соотношением

$$j_x = \xi j_r x^2 / r^2, \quad (3.29)$$

где $\xi \ll 1$ — параметр асимметрии.

Асимметричный ток j_x с учетом малой степени асимметрии ξ аппроксимируем соотношением

$$j_x = \xi e N_\gamma(t) \frac{\lambda_e x^2 \exp(-r/\lambda_\gamma)}{\lambda_\gamma r^2 4\pi r^2} \quad (3.30)$$

для временной зависимости интенсивности гамма-источника N_γ вида:

$$N_\gamma = N \alpha_\gamma \exp(-\alpha_\gamma t), \quad (3.31)$$

где N — полное число испущенных гамма-квантов, $\alpha_\gamma = 10^8 - 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\lambda_e = 3 \text{ м}$ — пробег быстрого электрона, $\lambda_\gamma = 300 \text{ м}$ — пробег гамма-кванта в воздухе, e — заряд электрона.

Имея в виду, что в точку наблюдения в момент времени t приходит излучение из областей, удовлетворяющих условию $ct \geq r + r'$, вычислим интеграл (3.28), используя координаты вытянутого эллипсоида вращения, фокусами которого являются источник и точка наблюдения ([133, с. 190]):

$$\begin{aligned} x &= \frac{R}{2} \operatorname{sh} u \sin \theta \cos \varphi, & 0 \leq u < \infty; \\ y &= \frac{R}{2} \operatorname{sh} u \sin \theta \sin \varphi, & 0 \leq \theta \leq \pi; \\ z &= \frac{R}{2} \operatorname{ch} u \cos \theta, & 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \end{aligned} \quad (3.32)$$

где R — расстояние между источником и точкой наблюдения.

Преобразуем интеграл (3.28) с учетом выражений (3.27) и (3.29) к новым координатам (3.32):

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\pi A \xi}{c^2} = \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \int_1^{ct/R} dq e^{-\alpha t} \int_{-1}^1 e^{\frac{\alpha R q}{c} - \frac{R(p+q)}{2\lambda_\gamma}} \frac{(q^2 - 1)(1 - p^2) dp}{(q+p)^3}, \end{aligned} \quad (3.33)$$

где введены обозначения $A = \frac{\xi_1 e N v}{4\pi\lambda_\gamma}$, $p = \cos\theta$, $q = \text{ch } u$.

Переходя к безразмерным переменным и вводя обозначения

$$c/(2\alpha\lambda_\gamma) = \beta, \quad t_0 = t - R/c, \quad \alpha t_0 = \tau, \quad R/(2\lambda_\gamma) = \rho,$$

интегрируем (3.33) и с учетом условия $\rho \gg 1$ получаем

$$E_x = -\frac{2\pi A \xi \alpha}{9c^2} \left\{ e^{-\tau} \left[\beta - 2\beta^2 + 2(1 - \beta^2)\beta^2 \ln \left| \frac{1}{\beta} - 1 \right| \right] + 2\beta^2 e^{-\beta\tau} + \right. \\ \left. + \text{Ei}(-\beta\tau) 2\beta^2 [\beta\tau + (1 - \beta)] - e^{-\tau} \text{Ei}[(1 - \beta)\tau] 2\beta^2 (1 - \beta) \right\}. \quad (3.34)$$

Здесь $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция [133].

Используя (3.34), найдем мощность источника электромагнитного излучения

$$P = \frac{c}{4\pi} \int E_x^2 R^2 \sin^2 \theta d\Omega.$$

Спектральную энергию ε_ν и спектральную мощность P_ν находим с помощью Фурье-преобразования. В случае $\beta = c/(2\lambda_\gamma\alpha) \ll 1$ для спектральной энергии ε_ν источника и для максимальной спектральной мощности P_ν получаем соотношения:

$$\varepsilon_\nu = \frac{4e^2 v^2 \xi^2 \xi_1^2 \alpha \beta N^2}{3\lambda_\gamma c^2 \omega^2 + \alpha^2}, \quad (3.35)$$

$$P_{\nu \max} = \frac{2e^2 v^2 \xi^2 \xi_1^2 \alpha^2 \beta N^2}{3\lambda_\gamma c^2 \omega^2 + \alpha^2}. \quad (3.36)$$

Формулы (3.35) и (3.36) записаны в гауссовой системе единиц. Если $\xi = 0, 1$, а частота $\nu = 10$ ГГц, то в системе единиц СИ

$$\varepsilon_\nu \approx 2 \cdot 10^{-48} N^2 \text{ Дж/Гц},$$

$$P_{\nu \max} \approx 10^{-40} N^2, \text{ Вт/Гц}.$$

Подставляя $\alpha = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\xi = 10^{-1}$, $\nu = 1, 3 \cdot 10^2$ ГГц ($\lambda = 2, 3$ мм), $v = 3 \cdot 10^7$ м/с, $N = 3 \cdot 10^{23}$ (это соответствует энергии взрыва $W = 4, 2$ ТДж), получаем следующие оценки:

$$\varepsilon_\nu \sim 0, 5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/Гц}, \quad P_\nu \sim 0, 5 \cdot 10^2 \text{ Вт/Гц}.$$

Спектральная интенсивность на расстоянии ~ 20 тысяч километров

$$I_\nu \sim 0, 5 \cdot 10^{-14} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{Гц}).$$

Таким образом, при наличии асимметрии в возникающей токовой системе генерируется когерентный электромагнитный импульс СВЧ диапазона позади фронта гамма-импульса. Это излучение поляризовано. Спектральная мощность слабо интенсивных источников пропорциональна квадрату числа испущенных мгновенных гамма-квантов. Длительность микроволнового импульса зависит от временной зависимости интенсивности гамма-квантов и имеет порядок 10^{-6} с и менее. Чем ниже частота, тем выше мощность СВЧ излучения.

Можно оценить антенную температуру такого взрыва, которая связана со спектральной интенсивностью соотношением: $T = I_\nu S_{eff} / (2k)$, где k — постоянная Больцмана. Для длины волны $\lambda = 2, 3$ мм $S_{eff} \approx \approx 6,3 \cdot 10^{-3}$ м², откуда при $I_\nu \sim 0,5 \cdot 10^{-14}$ Вт/(м²Гц) получаем $T \approx 10^6$ К.

3.3 Электромагнитное излучение двойных взрывов

В предыдущем параграфе было дано описание параметров электромагнитного импульса одиночных взрывов. Однако практический интерес представляет и изучение характеристик электромагнитного импульса групповых взрывов. В силу малой длительности импульса (менее 100 мкс) имеет смысл рассматривать взаимодействие двух взрывов, т.е. так называемые двойные взрывы.

Исследуем процессы генерации и распространения электромагнитного импульса в воздушной плазме, образованной двумя взаимодействующими нестационарными точечными изотропными источниками ионизирующего излучения. Рассмотрим две задачи. В первой задаче (раздел 3.3.1) исследуются параметры электромагнитного сигнала, генерируемого двумя гамма-источниками, находящимися вблизи поверхности земли на малом расстоянии друг от друга. Численным методом получены результаты на основе входных данных из работ [101], [124], проводится сравнение результатов расчета с сигналами одиночного источника.

Вторая задача (раздел 3.3.2) посвящена рассмотрению простейшей модели аналитическим методом. Решается задача о генерации импульса при взаимодействии двух источников, находящихся в однородной воздушной среде на расстоянии друг от друга порядка длины пробега гамма-квантов [116]—[291].

3.3.1 Расчет характеристик излучения при малом расстоянии между зарядами по сравнению с длиной пробега гамма-квантов

Рассмотрим случай, когда расстояние между центрами взрывов мало ($\Delta R \ll \lambda_\gamma$) и взрывы происходят вблизи поверхности Земли. Тогда длина пробега гамма-квантов с энергией около 1 МэВ примерно равна $\lambda_\gamma \approx 300$ м. В силу малости расстояния между источниками при расчетах полагаем, что источники находятся в одной точке и отличаются временем начала действия. Как и в работе [101] полагаем проводимость земли бесконечной.

Характеристики электромагнитного излучения находим, решая систему уравнений Максвелла

$$[\nabla \mathbf{B}] = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}_k \right), \quad (3.37)$$

$$[\nabla \mathbf{E}] = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.38)$$

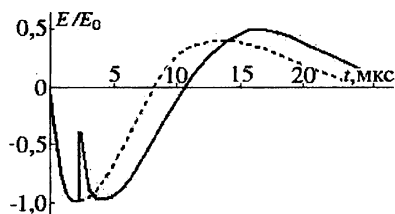


Рис. 3.6: Зависимость напряженности электрического поля от времени на расстоянии 100 км от двойного источника; $\tau = 2,4$ мкс

где проводимость воздушной плазмы $\sigma(\mathbf{r}, t)$ и плотность тока электронов в плазме $\mathbf{j}_k(\mathbf{r}, t)$ определяются параметрами ионизирующего излучения.

Система уравнений Максвелла с параметрами источника, взятыми из работ [101] и [124], решалась конечно-разностным методом “прогонки”. Результаты сравнивались с зависимостями от времени электрической компоненты излучения, полученными в этих работах для источника быстрых нейтронов.

Расчитанные кривые приведены на рис. 3.6—3.9. По оси ординат отложена напряженность электрического поля в относительных единицах, по оси абсцисс — время от начала действия первого источника. Расчеты проведены в точке, находящейся на расстоянии 100 км от источников. На рис. 3.6 интервал между подрывами $\tau = 2,4$ мкс, на рис. 3.7 $\tau = 14$ мкс, на рис. 3.8 — $\tau = 30$ мкс. Для рис. 3.6—3.8 мощности источников одинаковы, пунктирная кривая — сигнал от одиночного первого источника, сплошная — двойного источника, причем начало действия второго источника задержано на время τ .

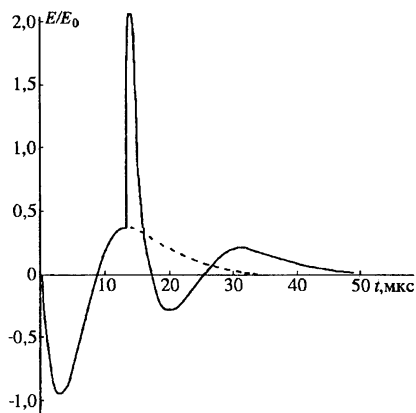


Рис. 3.7: Зависимость напряженности электрического поля от времени на расстоянии 100 км от двойного источника; $\tau = 14$ мкс

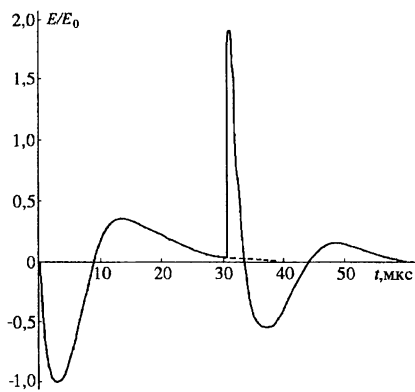


Рис. 3.8: Зависимость напряженности электрического поля от времени на расстоянии 100 км от двойного источника; $\tau = 30$ мкс

На рис. 3.9 $\tau = 2,4$ мкс; пунктирная кривая 2 соответствует случаю, когда мощность запаздывающего источника в 10 раз больше мощности опережающего (кривая 1); кривая 3 (с точками) соответствует случаю, когда мощность запаздывающего источника в 10 раз меньше мощности опережающего.

Видно существенное влияние нелинейных эффектов на процесс генерации электромагнитного сигнала. В основном оно проявляется в образовании характерного положительного “всплеска”. Появление этого “всплеска”, совпадающее по времени с началом действия второго источника, обусловлено преобладанием тока проводимости вторичных электронов и ионов, дви-

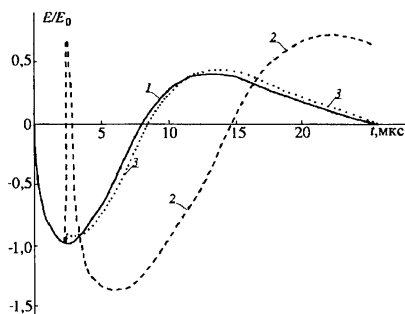


Рис. 3.9: Сравнение сигналов при разных мощностях взрывов и $\tau = 2,4$ мкс: 1 — одиночный источник; 2 — двойной при мощности второго взрыва в 10 раз большей мощности первого; 3 — при мощности в 10 раз меньшей первого

вующий к началу действия второго источника, обусловлено преобладанием тока проводимости вторичных электронов и ионов, дви-

жущихся в радиальном электрическом поле первого источника, над током комптоновских электронов. Всплеск на кривой \mathcal{I} (в интервале времени 2–3 мкс) практически не различим, кривая \mathcal{I} по форме близка к кривой I одиночного источника.

Отметим, что первый квазиполупериод одиночного источника всегда отрицателен, так как в начальные моменты времени преобладает ток комптоновских электронов.

После начала действия второго источника амплитуда сигнала от первого уменьшается из-за распространения в плазме второго. При изменении мощности второго источника в 100 раз амплитуда “всплеска”, обусловленного нелинейным взаимодействием источников, изменяется примерно в 25 раз.

3.3.2 Расчет характеристик излучения при расстоянии между зарядами, сравнимом с длиной пробега гамма-квантов

Расчет параметров в данном случае проведен в рамках простейшей модели. Рассмотрим физические процессы в атмосфере непосредственно вблизи двойного взрыва. Радиус фронта ударной волны первого источника S_1 (рис. 3.10), т.е. радиус области повышенной ионизации, на высотах около 1 км составляет приблизительно $r_{\text{фр}} \approx 10$ м на временах ≤ 10 мкс. При расчете учтем особенности временной зависимости интенсивности источников гамма-излучения, приведенные в работах [101], [116]–[119], [124]. Временная зависимость представляет собой мощный короткий импульс длительности τ_γ и длинный “хвост” гораздо меньшей, почти постоянной интенсивности. Предположим, что второй источник S_2 той же энергии возник с задержкой по времени τ вблизи первого на расстоянии порядка длины пробега гамма-квантов ($\lambda_\gamma \approx 300\text{ м} \gg r_{\text{фр}}$), т.е. в области частичной ионизации воздуха.

При рассеянии в атмосфере гамма-квантов, испускаемых источником S_1 , возникают комптоновские электроны отдачи, движущиеся преимущественно в радиальных направлениях от него. В образующемся радиальном электрическом поле разделения зарядов создается ток проводимости $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, направленный навстречу току комптоновских электронов. Плотность тока комптоновских электронов имеет вид

$$j_k = \frac{\lambda_e N_\gamma e}{\lambda_\gamma 4\pi r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_\gamma}\right). \quad (3.39)$$

Здесь r — расстояние от центра источника S_1 , N_γ определено формулой (3.31).

Задача определения радиально-симметричного поля первого источника сводится к решению уравнения Максвелла [129]:

$$\varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E = j_k, \quad (3.40)$$

где диэлектрическая проницаемость трехкомпонентной плазмы в соответствии с формулой (2.2) равна

$$\varepsilon = 1 - k_{ee} \frac{\omega_e^2}{\omega^2 + \nu_e^2} - k_{ei} \frac{\omega_i^2}{\omega^2 + \nu_i^2}. \quad (3.41)$$

Запишем проводимость в виде

$$\sigma = \sqrt{\frac{n N_\gamma 2 \mu_i e \exp[-r/(2\lambda_\gamma)]}{4\pi \lambda_\gamma B}}. \quad (3.42)$$

В формулах (3.41), (3.42) введены обозначения для плазменных частот электронов: $\omega_e = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}$ и ионов: $\omega_i = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\varepsilon_0 m_i}}$; чисел соударений электронов $\nu_e = 1,7 \cdot 10^{11} \frac{\rho}{\rho_0} \sqrt{\frac{T}{300}}$ и ионов $\nu_i = 4 \cdot 10^9 \frac{\rho}{\rho_0} \sqrt{\frac{T}{300}}$ с нейтральными молекулами; n_e , m_e , n_i , m_i — соответственно концентрация и масса электронов и ионов, T — температура плазмы, ρ , ρ_0 — плотность воздуха на высоте взрыва и на уровне моря соответственно; $n = 3 \cdot 10^4$ — число вторичных электронов, приходящихся на 1 Мэв поглощенной энергии; μ_i — подвижность ионов, B — коэффициент рекомбинации ионов. Для сантиметрового диапазона коэффициенты k_e и k_σ близки к единице.

В выражении (3.42) для проводимости воздуха учитывается только вклад ионов, так как электронная составляющая проводимости мала из-за большой скорости “прилипания” электронов к молекулам кислорода и существенна лишь вблизи источника. В связи с этим предполагаем, что существует сфера малого радиуса r_0 , такая, что внутри

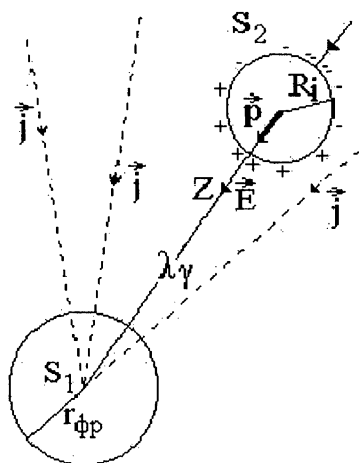


Рис. 3.10: Схема расположения источников S_1 и S_2

сферы проводимость бесконечна, а вне сферы определяется выражением (3.42).

В стационарном случае плотность зарядов в области частичной ионизации, созданной первым взрывом S_1 , распределена сферически симметрично и с учетом выражений (3.39) и (3.42) описывается зависимостью

$$\rho(r) = \frac{E_0 \lambda_\gamma}{4\pi r^2} \frac{d}{dr} (r \exp[-r/(2\lambda_\gamma)]), \quad (3.43)$$

где $E_0 = \sqrt{\frac{eB\lambda_c^2 N_\gamma}{8\pi\lambda_c^3 n\mu_i}}$ — радиальное электрическое поле на расстоянии $r = \lambda_\gamma$ от первого источника.

Распространение гамма-квантов (или нейтронов) второго источника S_2 создает в области частичной ионизации, образованной источником S_1 , сферическую волну ионизации радиуса $R_i(t)$, за фронтом которой проводимость газа можно считать бесконечной (это область повышенной ионизации второго источника). Волна ионизации может возникать при различных физических процессах, протекающих в атмосфере Земли при выделении энергии в ограниченном объеме; в частности такой волной может быть тепловая или ударная волна. При распространении волны ионизации радиально симметричное распределение зарядов (3.43) нарушается; по поверхности фронта течет ток, стремящийся равномерно распределить заряд по фронту. Оценку параметров возбуждаемого сигнала проведем в квазистатическом приближении, с учетом только дипольных составляющих генерируемого поля. Однако, дипольное приближение обеспечивает разумные величины полей в волновой зоне.

Введем расстояние H между центрами источников. Проведем ось Z вдоль прямой, соединяющей центры источников. В начальные моменты времени, когда $R_i(t) \ll H$ можно пренебречь сферичностью распределения зарядов по фронту волны ионизации. В этом случае возникает электрический дипольный момент второго источника. Распределение зарядов по фронту ионизации условно изображено на рис. 3.10. Тогда для компоненты электрического поля E_z с учетом распределения (3.43) на расстоянии R от источников гамма-квантов (в волновой зоне) получаем

$$E_z = E_0 \frac{2\lambda_\gamma}{R} \left(\frac{2\lambda_\gamma}{H} - \frac{4\lambda_\gamma^2}{H^2} \right) \exp \left[-\frac{H}{2\lambda_\gamma} \right] \times \\ \times \left\{ \frac{2\lambda_\gamma \dot{D}}{c^2} [a \operatorname{sh} a - a^2 \operatorname{ch} a] + \frac{D^2}{c^2} [(1 - a^2) \operatorname{sh} a - a \operatorname{ch} a] \right\}, \quad (3.44)$$

где $D = dR_i/dt$ — скорость волны ионизации, $a = R_i/(2\lambda_\gamma)$ — безразмерный радиус фронта волны ионизации.

В более поздние моменты времени, когда $R_i(t) \leq H$, $R_i \gg \lambda_\gamma$, можно пренебречь кривизной поверхности сферы $R_i(t)$.

Результаты расчетов компоненты электрического поля E_z в волновой зоне излучения, генерируемого при распространении волны ионизации через область частичной ионизации первого источника, можно объединить в формулу

$$E_z = \begin{cases} E_0 \frac{2\lambda_\gamma}{R} \left\{ \frac{D^2}{c^2} \left[\text{Ei}(-y) + \frac{a e^{-y}}{y} - e^{-y}(1+a) \right] + \frac{\dot{D}R_i}{c^2} [\text{Ei}(-y) - e^{-y}] \right\}, & |H - r| > r_0; \\ E_0 \frac{2\lambda_\gamma D^2 + a\dot{D}}{R c^2} \left[\text{Ei} \left(-\frac{r_0}{2\lambda_\gamma} \right) - e^{-\frac{r_0}{2\lambda_\gamma}} \right], & |H - r| < r_0. \end{cases} \quad (3.45)$$

Напомним, что здесь $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция [133], $y = |H - R_i|/(2\lambda_\gamma)$.

Когерентное микроволновое излучение возбуждается в момент времени $t \approx \tau$ второго взрыва, когда $R_i \ll \lambda_\gamma$. Из приведенных расчетов следует, что напряженность электрического поля импульса зависит в основном от активности гамма-источников N_γ , входящей в формулу (3.43) радиального поля E_0 , закономерностей распространения волны ионизации $R_i(t)$ и взаимного расположения источников H .

Оценим величину E_z , полагая, что $E_0 = 10^4$ В/м, $R_i = 50$ м, $H = 1$ км, $\tau = 1$ мкс, $R = 100$ км. Подставляя эти величины в формулу (3.44), получаем оценку $E_z \approx 10^{-2}$ В/м. Поля с напряженностью такого порядка регистрируются при возвратном ударе молнии. Большие значения E_z могут быть достигнуты во втором предельном случае, когда фронт ионизации выходит за пределы области частичной ионизации, созданной первым источником. На этих временах следует пользоваться для оценок формулой (3.45).

Можно оценить величину микроволнового импульса иначе. Оценим антенную температуру двойного источника следующим образом.

Электрический дипольный момент, возникающий при распределении зарядов по поверхности фронта волны ионизации, имеет вид: $p_z = E 4\pi\epsilon_0 R_i^3$, где E — уже найденное нами радиальное поле источника

S_1 . Оценим характерный ток, возникающий при расширении фронта волны ионизации. Примем для оценки, что на расстояниях $r \leq \lambda_\gamma$ величина радиального электрического поля, созданного первым источником, может достигать значений $E \approx 70$ кВ/м при полном выходе числа гамма-квантов $N \geq 10^{21}$. Этот результат согласуется с данными работы [130]. Тогда характерный ток, возникающий при расширении фронта ионизации можно оценить по формуле

$$I = \frac{\dot{p}_z}{2R_i} = 6\pi\epsilon_0 E R_i D. \quad (3.46)$$

Здесь $\dot{p}_z = 12\pi\epsilon_0 R_i^2 D$; $D = \dot{R}_i$ — скорость волны ионизации. В начальные моменты времени после второго взрыва расширение его фронта ионизации происходит со скоростью D , близкой к скорости света $D \approx 10^8$ м/с, радиус $R_i \approx 10$ м, а длительность электромагнитного импульса $\tau_i \approx 10^{-7}$ с. Тогда при $E \approx 5 \cdot 10^4$ В/м ток $I \approx 10^4$ А.

Максимальную антенную температуру определим с помощью формулы (3.17), пренебрегая ослаблением сигнала. Пусть расстояние между местом взрыва и радиометром $r_1 \approx 100$ км. Двойной взрыв произошел на высоте 1 км, а радиометр установлен на самолете, летящем на высоте 10 км. На длинах волн $\lambda \approx 3$ см при эффективной площади антенны $S_{eff} \approx 0,9$ м² и длительности импульса $\tau_i \approx 10^{-7}$ с получаем $T \approx 9 \cdot 10^5$ К. Таким образом, радиометр зарегистрирует мощный короткий всплеск когерентного излучения в момент второго взрыва.

Оценки показывают, что при мощных взрывах, сопровождающихся длиннопробежным излучением и имеющих выход гамма-квантов свыше 10^{21} , антенная температура на три порядка превышает соответствующую температуру разряда молнии. Длительность импульса когерентного излучения взрывов составляет 0,1–1 мкс, возвратного удара молнии ~ 1 –10 мкс. Молниевые разряды создают основной вид помех при приеме радиоизлучения в СВЧ диапазоне на расстояниях $r \leq 5$ км. Современные радиометры с временем накопления 0,1–1 мкс позволяют регистрировать мощные короткие импульсы СВЧ диапазона и идентифицировать взрывы на фоне молниевых помех.

Глава 4

Тормозное излучение области частичной ионизации

В предыдущей главе рассмотрены механизмы генерации когерентного излучения. Для взрывов эти механизмы так или иначе связаны с наличием асимметрии в токовой системе.

В этой главе разрабатывается методика расчета некогерентного электромагнитного излучения, генерируемого областью частичной ионизации [37], [38], рассчитывается спектральная мощность микроволнового излучения. Основным механизмом генерации является механизм тормозного излучения комптоновских электронов отдачи, выбиваемых мгновенным и вторичным гамма-излучениями. Для воздушных взрывов в аналитических расчетах полагается, что источник мгновенного гамма-излучения или нейтронов является изотропным, а воздушная среда однородной. При компьютерном моделировании требование однородности воздушной среды будет снято (см. гл. 6 и 7).

При распространении мгновенных гамма-квантов изотропного источника в однородной воздушной среде создается расширяющийся со скоростью света шаровой слой комптоновских электронов. При торможении комптоновских электронов генерируется электромагнитное излучение, имеющее сплошной спектр. При значениях частоты $\omega \geq \nu_{ef}$, где ν_{ef} — эффективная частота столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы, часть спектра принадлежит микроволновому

диапазону и для него мы рассчитываем спектральную интенсивность излучения как функцию частоты, времени и свойств источника.

Мы не рассматриваем магнитотормозное излучение в миллиметровой области спектра [90], [224], так как в области частичной ионизации отношение циклотронной частоты к эффективной частоте столкновений электронов с нейтральными частицами много меньше единицы:

$$\omega_c/\nu_{ef} \sim \frac{eB}{m_e c \nu_{ef}} \sim 10^{-4} B \ll 1.$$

Здесь ω_c — электронная циклотронная частота, B — индукция магнитного поля. Однако, учитываем возможность синхротронного излучения в дециметровом диапазоне.

Аналогично в области частичной ионизации не реализуется и черенковское излучение. В излучающей области плазменного образования оптическая толщина плазмы порядка единицы, показатель преломления меньше единицы, следовательно нарушено условие черенковского резонанса $v_e < c/n$.

Процессы релаксации неустойчивостей плазмы тоже не дают вклада в излучение, так как отношение частоты излучения к эффективной частоте столкновений меньше или порядка единицы, то есть неравновесные состояния релаксируют через столкновительные процессы.

4.1 Начальная стадия излучения

Будем полагать, что источник мгновенного гамма-излучения изотропен, а воздушная среда однородна. Источник считаем точечным и моноэнергетичным (~ 1 МэВ).

Формирующееся электромагнитное излучение за время действия источника мгновенных гамма-квантов складывается из излучений быстрых электронов; фронт излучения распространяется вместе с фронтом гамма-импульса. Вклад вторичных электронов и ионов на этом этапе мал из-за малости их концентрации и скорости.

Полагая, что комптоновские электроны в среднем движутся радиально от центра взрыва, имея среднюю скорость v , и, смещаясь на расстояние λ_e , исчезают, получаем следующее выражение для их концентрации на расстоянии r от источника ($r < ct$):

$$n_k(r, t) = \frac{N_1}{4\pi r^2 \lambda_\gamma} \int_{t-\lambda_e/v}^t dt' u \left[t' - \frac{r - (t-t')}{c} \right] e^{-\frac{r - v(t-t')}{\lambda_\gamma}}, \quad (4.1)$$

где λ_γ — длина пробега гамма-излучения; N_1 — число мгновенно испущенных гамма-квантов; $u(t)$ — временная зависимость их интенсивности, нормированная на единицу:

$$\int_0^{\infty} u(t) dt = 1.$$

Выражение (4.1) учитывает запаздывание и ослабление потока гамма-квантов при распространении. Вкладом рассеянных гамма-квантов пренебрегаем.

Комптоновские электроны отдачи, возникающие при рассеянии гамма-квантов, движутся в практически не ионизированной среде. Поэтому необходимо учитывать лишь их взаимодействие с атомами. Для спектральной мощности тормозного микроволнового излучения электрона справедлива [90] при $\nu \leq \nu_{ef}$ следующая формула:

$$Q_\nu = \frac{8}{3} \frac{e^2}{\lambda_\gamma} \frac{v^2}{c^2} \frac{\nu_{ef} \lambda_\gamma}{c} \frac{\nu^2}{\nu^2 + [\nu_{ef}/(2\pi)]^2}. \quad (4.2)$$

Если в выражении (4.1) аппроксимировать функцию $u(t)$ зависимостью вида (3.22)

$$u(t) = \alpha_1 \exp(-\alpha_1 t), \quad (4.3)$$

где в зависимости от типа взрыва $\alpha_1 \sim (10^7 - 10^8)c^{-1}$, то на основании формул (4.1), (4.2) можно для спектральной интенсивности излучения записать выражение (на расстоянии R от источника O гамма-квантов):

$$I_\nu(R, t) = \int_{V'} \left\{ \frac{Q_\nu N_1 \exp(-r/\lambda_\gamma)}{4\pi r^2 \lambda_\gamma} \times \right. \\ \left. \times \frac{\xi_1 \exp[-r'/B_\nu - \alpha_1(t - r/c - r'/c)]}{4\pi r'^2} dV' \right\}, \quad (4.4)$$

где r' — расстояние от излучающего электрона до точки наблюдения A (рис. 4.1), B_ν — коэффициент ослабления излучения, ξ_1 — коэффициент, появляющийся при вычислении интеграла (4.1) с использованием функции (4.3).

Учитывая, что в точку наблюдения в момент времени t может прийти излучение лишь из областей, удовлетворяющих условию $ct \geq r + r'$,

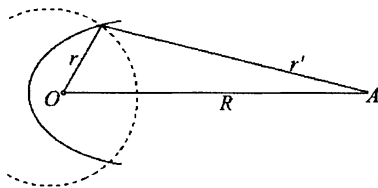


Рис. 4.1: К вычислению интеграла (4.4)

расчет спектральной интенсивности (4.1) следует провести с использованием системы координат вытянутого эллипсоида вращения с фокусами, совмещенными с источником O и точкой наблюдения A , аналогично разделу 3.2.

В результате, с учетом условия $\lambda_\gamma/R \ll 1$, получаем

$$I_\nu = \frac{Q_\nu N_1 \exp(-B_\nu R)}{4\pi R^2} \varphi(\alpha, \beta, \tau), \quad (4.5)$$

где безразмерная функция φ , пропорциональная спектральной интенсивности, имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi(\alpha, \beta, \tau) = & \frac{\xi_1 \alpha}{1 - 2\alpha\beta} \left\{ \left(\text{Ei}[1 - \alpha(1 + \beta)\tau] - \ln \left| \frac{1 - \alpha(1 + \beta)}{\alpha(1 - \beta)} \right| \right) \times \right. \\ & \left. \times e^{-\tau} - e^{-2\alpha\beta\tau} \text{Ei}[-\alpha\tau(1 - \beta)] \right\}; \\ \beta = & \lambda_\gamma B_\nu; \quad \tau = \alpha_1 t_0; \quad t_0 = t - R/c; \\ \xi_1 = & \frac{\exp \left\{ \frac{\lambda_e}{v} [\alpha_1(1 - v/c) + v/\lambda_\gamma] \right\} - 1}{1 - v/c + v/(\lambda_\gamma \alpha_1)}. \end{aligned}$$

Здесь $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция [133].

На рис. 4.2 представлены графики зависимости функции φ от времени для двух источников со значениями $\alpha_1 = 10^8 \text{ с}^{-1}$ и 10^7 с^{-1} (соответственно кривые 1 и 2). Обращает на себя внимание тот факт, что кривые не очень чувствительны к временной зависимости интенсивности мгновенного гамма-излучения. Максимальное значение функции φ для $\alpha_1 = 10^8 \text{ с}^{-1}$ достигается в момент времени $t_m = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, а при $\alpha_1 = 10^7 \text{ с}^{-1}$ $t_m = 10^{-7} \text{ с}$, то есть немного позже. Максимумы довольно пологие. В интервале времени порядка 0,1 мкс вблизи максимума изменение интенсивности пренебрежимо мало. При выполнении условия нормировки функции (4.3) максимальное значение спектральной интенсивности $I_{\nu m}$ слабо зависит от α_1 . Для одного и того же выхода гамма-квантов ($N_1 = \text{const}$) при увеличении α_1 на порядок значение $I_{\nu m}$ увеличилось всего в 3,2 раза. При одинаковых значениях α_1 с возрастанием числа гамма-квантов максимальное значение спектральной интенсивности возрастает по линейному закону.

При больших значениях времени, определяемых из условия $\alpha\tau = ct_0/(2\lambda_\gamma) \gg 1$, функция φ убывает по закону

$$\varphi(\alpha\tau \gg 1) \rightarrow \frac{\exp[-ct_0/(2\lambda_\gamma)]}{\alpha_1 t_0}. \quad (4.6)$$

Характерное время убыви интенсивности в асимптотической зависимости (4.6) превышает величину

$$2\lambda_\gamma/c = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

Для значения $\alpha_1 = 10^8 \text{ с}^{-1}$ к моменту времени $t = 10^{-5} \text{ с}$ спектральная интенсивность тормозного излучения убывает более чем на пять порядков.

Отметим, однако, что в реальности интенсивность убывает еще сильнее, так как при выводе формулы (4.5) не учитывалось поглощение излучения в самой области частичной ионизации при $t \geq 10^{-7} \text{ с}$. Приведенные расчеты позволяют лишь правильно оценить максимальное значение спектральной интенсивности, достигаемое к моменту времени $t \leq 10 \text{ нс}$.

Даже при экспоненциальном убывании интенсивности мгновенного гамма-излучения максимальное значение спектральной интенсивности достигается лишь к моменту $t \leq 10^{-7} \text{ с}$, что объясняется ростом со временем объема излучающей области. Вследствие большого объема источника излучения максимум интенсивности оказывается достаточно пологим.

Различные типы взрывов отличаются значениями полного числа гамма-квантов и скоростью убывания интенсивности гамма-излучения. Расчеты показывают, что при взрыве с преобладающим выходом нейтронов спектральная интенсивность в максимуме примерно в 5 раз превышает максимальную интенсивность обычного атомного взрыва, если тротильные эквиваленты взрывов одинаковы. При постоянных коэффициентах α_1 , λ_γ и v с ростом полного числа мгновенных гамма-квантов максимальное значение спектральной интенсивности возрастает по линейному закону. Излучение области частичной ионизации не когерентно.

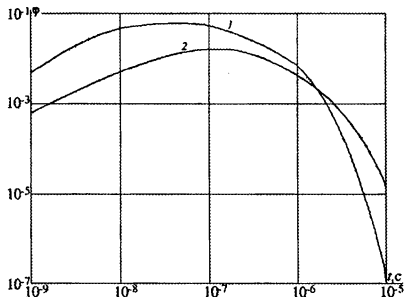


Рис. 4.2: Зависимость безразмерной спектральной интенсивности от времени: 1 — $\alpha_1 = 10^8 \text{ с}^{-1}$; 2 — $\alpha_1 = 10^7 \text{ с}^{-1}$

4.2 Излучение плазмы, образованной мгновенными нейтронами

В интервале времени от 1 мкс до 0,1 с электрофизические свойства плазменного образования, окружающего нагретую область взрыва, оп-

ределяются мгновенными нейтронами взрыва. В данном случае существенную роль в ионизации играет вторичное гамма-излучение. Кроме быстрых электронов в воздухе образуются и тяжелые заряженные частицы, имеющие малую длину свободного пробега (ионы, протоны, α -частицы и др., см. раздел 2.1). При замедлении и поглощении быстрых электронов и положительных заряженных частиц возникают вторичные тепловые электроны и ионы, примерно $\nu_e = 3 \cdot 10^4$ пар на каждый МэВ поглощенной энергии. Из результатов глав 1, 2 следует, что плазменный сферический слой толщиной порядка километра, окружающий центральную нагретую область, является частично ионизированным. Это область частичной ионизации, в которой степень ионизации много меньше единицы (см. рис. 1.4).

Тормозное излучение в области частичной ионизации образуется при столкновении заряженных частиц с нейтральными атомами, а также и с частично ионизированными атомами. Следует отметить, что в такой плазме ядра ионов окружены как связанными, так и плазменными электронами (“дебаевской шубой”). При расчетах полного излучения следует иметь в виду, что в процессе излучения принимают участие электроны, перечисленные выше положительно заряженные частицы, имеющие малый пробег, ядра ионов, на которых происходит рассеяние, связанные электроны ионов и атомов, “дебаевская шуба” ионов.

В общем случае следует одновременно учитывать излучения всех перечисленных частиц, которые могут и интерферировать друг с другом [134]—[136].

В главе 2 было показано, что в рассматриваемом интервале времени изменение проводимости и коэффициента поглощения происходит достаточно медленно в области частичной ионизации. Поэтому при решении задачи процессы можно считать квазистационарными. За время распространения электромагнитного излучения через область частичной ионизации размером порядка λ_γ изменение параметров плазмы невелико.

В этом случае спектральная радиояркость L_ν излучающей области определяется из решения уравнения переноса [90]:

$$\frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{L_\nu}{n^2} \right) + \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{L_\nu}{n^2} \right) = \frac{j_\nu}{n^2} - \frac{a_\nu L_\nu}{n^2}, \quad (4.7)$$

где u — групповая скорость электромагнитных волн, n — показатель преломления, j_ν — коэффициент испускания, a_ν — коэффициент поглощения. Выражение для радиояркости имеет вид

$$L_\nu = \int_0^{\tau_0} S_\nu(\tau) \exp(-\tau) d\tau, \quad (4.8)$$

где $S_\nu = j_\nu/a_\nu$ — функция источника, τ_0 — полная оптическая толщина плазменного образования вдоль луча зрения.

Коэффициенты электропроводности и поглощения для области частичной ионизации приведены в гл. 2. Поскольку эффективная частота соударений ионов с нейтралами существенно ниже, чем эффективная частота соударений электронов для диапазона частот $\nu_{ef}^i < \nu \leq \nu_{ef}^e$, в области частичной ионизации преобладает электронная проводимость, несмотря на то, что концентрация электронов мала по сравнению с концентрацией ионов. Отметим, что в радиодиапазоне на рассматриваемых временах необходимо учитывать и ионную проводимость.

Коэффициент испускания j_ν определяется через дифференциальную испускательную способность $\eta(\nu)$:

$$j_\nu = n_k \int \eta_\nu(\nu) F(\nu) d\nu, \quad (4.9)$$

где для тормозного излучения [90]

$$\eta(\nu) = \frac{n_e e^2 v^2}{3\pi c^3} \frac{\nu_{ef}}{1 + (\nu_{ef}/(2\pi\nu))^2}, \quad (4.10)$$

$F(\nu)$ — функция распределения электронов по модулю скорости, нормированная на единицу: $\int_0^\infty F(\nu) d\nu = 1$.

Если пренебречь зависимостью эффективной частоты соударений ν_{ef} от скорости электронов, то, используя результаты раздела 2.1 и формулы (4.9), (4.10), получаем следующее выражение для функции источника:

$$S_\nu = \frac{m_e v^2}{12\pi^2} \left(\frac{\lambda_e a_\nu}{\nu \nu_e} \right) \frac{\omega^2}{c^2} = \text{const}. \quad (4.11)$$

То, что в принятом приближении $S_\nu = \text{const}$ чрезвычайно упрощает оценку интенсивности микроволнового излучения области частичной ионизации. В этом случае спектральная радиояркость

$$L_\nu = S_\nu [1 - \exp(-\tau_0)], \quad (4.12)$$

где τ_0 — полная оптическая толщина вдоль луча зрения:

$$\tau_0 = 2 \int_p^\infty \frac{a_\nu(r) dr}{\sqrt{1 - p^2/r^2}}, \quad (4.13)$$

p — прицельный параметр.

Спектральная интенсивность излучения в точке наблюдения может быть найдена суммированием вкладов всех лучей с учетом условий $r/R, p/R \ll 1$:

$$I_\nu = 2\pi S_\nu \exp(-B_\nu R) \int_0^1 (1 - \exp[-\tau(x)]) x dx, \quad (4.14)$$

где $x = \cos \theta$; θ — угол между направлением луча и направлением на источник.

Радиояркая температура элемента излучающей области частичной ионизации на прицельном расстоянии p

$$T_{\nu я} = \frac{L_\nu \lambda^2}{2k} = T_r [1 - \exp(-\tau_0)], \quad (4.15)$$

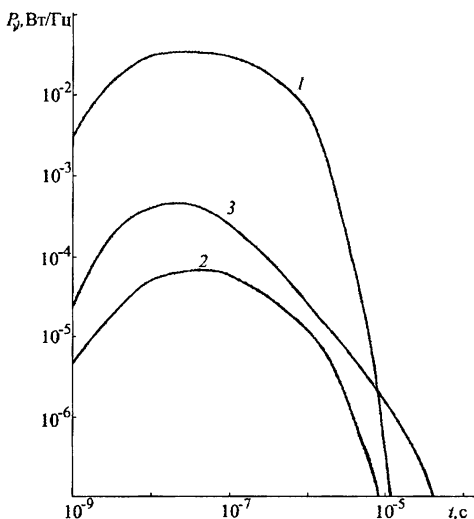


Рис. 4.3: Зависимость спектральной мощности от времени для разных зарядов: 1 — термоядерный, $q = 10^3$ кт; 2 — атомный, $q = 1$ кт; 3 — нейтронный $q = 1$ кт

где $T_r = \frac{S_\nu \lambda^2}{2k}$ — радиационная температура для частоты ν .

Спектральная интенсивность (4.10) для различных параметров источника рассчитана численным методом с учетом результатов раздела 2.1. Максимальное значение интенсивности I_ν , или, для облегчения сравнения результатов, максимальное значение мощности P_ν , примерно постоянно в интервале времени $t \leq 10^{-7}$ с, затем уменьшается.

На рис. 4.3 представлены зависимости от времени спектральной мощности микроволнового излучения взрывов различных мощностей и типов. Удельный выход гамма-квантов и нейтронов на одну килотонну приведен для разных типов

взрывов в открытой печати [1], [192], [194], [204]. Кривая 1 соответствует термоядерному взрыву с тротильным эквивалентом $q = 10^3$ кт, кривая 2 — атомному взрыву с $q = 1$ кт, кривая 3 — нейтронной бомбе с $q = 1$ кт.

Отметим, что размер излучающей области определяется пробегом гамма-квантов и превышает тысячу метров. Обращает внимание линейная зависимость максимального значения спектральной мощности от полного числа мгновенных гамма-квантов N_1 . Расчеты проведены для комптоновских электронов, образованных мгновенными, вторичными и захватными гамма-квантами. Здесь также наблюдается линейная зависимость радиояркой температуры от числа выделившихся мгновенных нейтронов и гамма-квантов.

На рис. 4.4 приведены некоторые результаты расчетов для прицельного параметра $p = 500$ м и значений $q = 1$ и 10^3 кт.

Расчеты характеристик микроволнового излучения выполнены для различных высот взрыва. Учитывалась зависимость длины свободного пробега гамма-квантов от плотности воздуха: $\lambda_\gamma = \lambda_{\gamma 0} / \eta$, где $\lambda_{\gamma 0} \approx 300$ м — длина пробега гамма-квантов в воздухе на уровне моря, $\eta = \rho / \rho_0$ — отношение плотностей воздуха на высоте источника и на уровне моря; также учитывалась зависимость эффективной частоты соударений электронов с тяжелыми частицами от плотности $\nu_{ef} = \nu_{ef}^0 \eta$, где $\nu_{ef}^0 = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Для максимальных значений спектральной интенсивности, спектральной мощности и спектральной энергии получены следующие выражения:

$$I_{vm} = 0,13 \cdot 10^{-28} N_1 \frac{\exp(-B_0 R)}{R^2} q \eta^2, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{Гц});$$

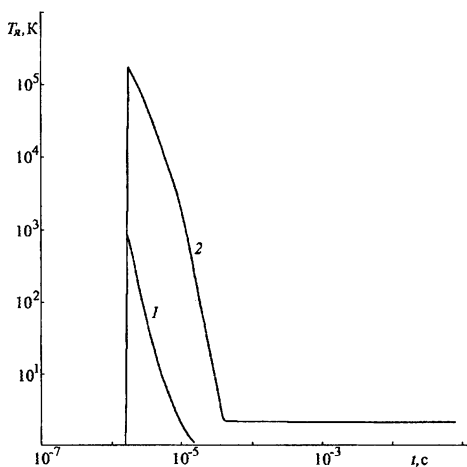


Рис. 4.4: Зависимость радиояркой температуры от времени: 1 — атомный взрыв, $q = 1$ кт; 2 — термоядерный, $q = 10^3$ кт

$$P_{\nu m} = 1,7 \cdot 10^{-28} N_1 q \eta^2, \text{ Вт/Гц};$$

$$W_{\nu m} = 3,4 \cdot 10^{-34} N_1 q \eta, \text{ Дж/Гц},$$

где N_1 — число мгновенных и вторичных гамма-квантов, приходящих на 1 кг, q — тротильный эквивалент. Эти формулы справедливы примерно до момента времени $t \leq 10^{-5}$ с после взрыва

Отметим важную особенность микроволнового излучения области частичной ионизации в начальные моменты времени после взрыва $10^{-8} \leq t \leq 10^{-6}$ с. Так как коэффициент поглощения a_ν велик, оптическая толщина плазмы в области частичной ионизации тоже велика. Поэтому в этой области радиояркая температура близка к радиационной:

$$T = T_r = S_\nu \frac{\lambda^2}{2k} = 2,5 \cdot 10^4 \eta, \text{ К.}$$

Таким образом, радиояркая температура области частичной ионизации в начальные моменты времени практически постоянна и уменьшается с ростом высоты взрыва.

Основной вклад в генерацию микроволнового тормозного излучения взрыва вносят комптоновские электроны, образуемые мгновенными и вторичными гамма-квантами. Максимальное значение спектральной мощности микроволнового излучения и радиояркой температуры периферийной области частичной ионизации пропорциональны числу испущенных гамма-квантов.

Использование для целей диагностики радиометров с высоким пространственным разрешением позволит экспериментально определить пространственно-временные зависимости электрофизических характеристик воздушного плазменного образования в области частичной ионизации [153]. Это, в свою очередь, позволит уточнить ядерно-физические константы, а также константы скоростей реакций, использованные во второй главе. Из работ [78], [154] следует, что погрешность констант не менее 50%. В работе [124] приведены экспериментальные значения проводимости воздушной среды для начальных моментов времени после взрыва. Эти значения заметно ниже рассчитанных. Уточнение констант необходимо и для проведения более точных расчетов характеристик электромагнитного импульса в других частотных диапазонах.

4.3 Микроволновое излучение в спектральных линиях

Воздушная среда, возмущенная ионизирующим излучением, является источником микроволнового излучения, имеющего и линейчатый спектр. Это излучение обусловлено переходами между вращательными уровнями возбужденных молекул. Излучение молекул следует рассматривать в прифронтной части области повышенной ионизации и в области частичной ионизации.

Поскольку нас интересует излучение, измеряемое на расстояниях свыше 10 км от источника, имеет смысл принимать во внимание только те молекулы и молекулярные ионы, которые образуются в возмущенной среде, а в холодной невозмущенной атмосфере отсутствуют. К таким относятся молекулы NO, CO, CO₂, NO₂, O₃, N₂O и другие.

Рассмотрим наиболее интенсивное — электродипольное — излучение молекул. Молекула CO₂ не имеет электрического дипольного момента. Дипольные моменты остальных молекул близки друг к другу и имеют величину от 0,10 Дб для CO до 0,58 Дб для O₃. Ограничимся расчетом в возмущенной среде концентраций молекул одного вида. Для определенности рассмотрим образование молекул NO. Ниже мы покажем, что именно эти молекулы вносят основной вклад в излучение в окне прозрачности вблизи $\lambda \sim 2,3$ мм.

Основное состояние молекулы NO — $X^2\Pi_{1/2}$, дипольный момент $d = 0,158 \pm 0,006$ Дб, энергия диссоциации 5,20 эВ, межъядерное расстояние 0,1151 нм, вращательная постоянная $B_e = 1,705$ см⁻¹ [43]. Молекулы NO образуются в воздухе при нагреве его до температуры $T \geq 2 \cdot 10^3$ К, распадаются при температурах свыше 10^4 К. Поперечные размеры области, нагретой до указанных температур, определяются мощностью и высотой взрыва. Кроме того, заметный вклад в линейчатое излучение вносят молекулы NO, образующиеся под действием ионизирующего излучения.

Ионизованная среда является многокомпонентной плазмой, состоящей из электронов, положительных и отрицательных атомных и молекулярных ионов, а также нейтральных молекул. Чтобы решить задачу о генерации электромагнитного импульса, необходимо определить распределение концентраций компонентов плазмы в пространстве и во времени. Эта задача решается на основании рассмотрения цепочек реакций, приведенных в табл. 2 главы 2, и решения системы кинетических уравнений (2.1) [37], [226].

На рис. 4.5 приведен график зависимости концентраций групп молекул и ионов в области частичной ионизации в зависимости от времени в первые микросекунды после взрыва.

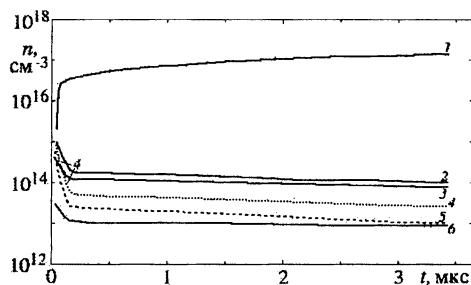


Рис. 4.5: Зависимость концентрации молекул и ионов от времени: 1 — молекулы NO; 2 — ионов NO⁺; 3 — группы ионов O⁻, O₃⁻; 4 — электронов; 5 — группы ионов N₂⁺, O₂⁺, O⁺, N⁺; 6 — ионов O₂⁻

и уровень максимальной концентрации устойчив и слабо меняется вплоть до секунд. Лишь постепенно оксид азота окисляется и превращается в двуокись азота.

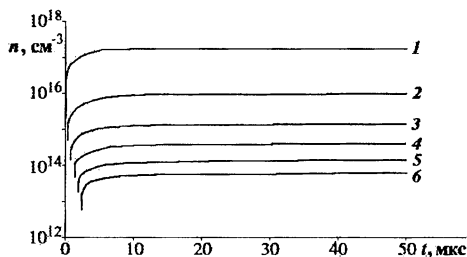


Рис. 4.6: Зависимость концентрации оксида азота от времени на разных расстояниях от источника: 1 — $r = 12,5$ м; 2 — $r = 170$ м; 3 — $r = 322$ м; 4 — $r = 485$ м; 5 — $r = 642$ м; 6 — $r = 800$ м

Расчет сделан для взрыва с эквивалентом $q = 20$ кт), произведенного на высоте 1 км. Кривые 1–6 рассчитаны в точке, расположенной над источником на расстоянии $r = 12,5$ м от него.

Из рис. 4.5 видно, что уже в первые несколько микросекунд концентрации всех ионов и электронов после первого всплеска убывают на порядки, тогда как концентрация оксида азота быстро возрастает. Время установления равновесного состояния оксида азота составляет около 10 мкс,

и уровень максимальной концентрации устойчив и слабо меняется вплоть до секунд. Лишь постепенно оксид азота окисляется и превращается в двуокись азота.

На рис. 4.6 приведены для того же взрыва графики зависимости концентрации молекул NO в частично ионизованной области от времени и расстояния r от источника (в точках, находящихся над источником). Расстояние $r = 12,5$ м (кривая 1) к моменту $t = 50$ мкс оказывается в непосредственной близости от фронта ударной волны. Здесь самая высокая концентрация молекул. По мере расширения ударной волны область пространства, соответствующая расстоянию $r = 12,5$ м, будет охвачена об-

ластью повышенной ионизации. Остальные кривые рис. 4.6 приведены для расстояний, которые на протяжении всего процесса расширения огненного шара остаются в области частичной ионизации.

Проведем оценки спектральной мощности излучения. Для простоты выберем в качестве функции источника $Q(r, t)$ в системе (2.1) кинетических уравнений функцию:

$$Q(r, t) = 3,2 \cdot 10^{-5} N_0 \frac{\exp(-t/T_0) \exp(-r/300)}{T_0 r^2}, \text{ ион}/(\text{см}^3 \text{с}). \quad (4.16)$$

Эта функция определяется плотностью поглощенной энергии вторичного гамма-излучения за счет процесса неупругого рассеяния нейтронов [101], [124]. Здесь $T_0 = 12$ мкс, r — расстояние в метрах, N_0 — полное число нейтронов, образовавшихся при взрыве, $\lambda_\gamma = 300$ м — длина пробега гамма-квантов.

Тогда при $t \geq 10^{-5}$ с можно записать приближенное решение системы (2.1) для концентрации молекул NO в установившемся квазистационарном режиме:

$$N = 1,2 \cdot 10^6 N_0^{1/2} \frac{1}{r} \exp(-r/600), \text{ см}^{-3}. \quad (4.17)$$

Это приближенное решение согласуется с рис. 4.5, иллюстрирующим быстрый рост концентрации окиси азота и выход ее на квазистационарное состояние. В работах Я. Зельдовича, П. Садовникова и Д. Франк-Каменецкого [6] показано, что для разложения окиси азота необходима довольно высокая энергия активации — приблизительно $3,9 \cdot 10^2$ кДж/моль. Поэтому распад окиси при низких температурах происходит медленно, это квазистационарное состояние существует вплоть до минут. Длительное существование высокой концентрации молекул NO подтверждено в экспериментах с ударными трубами [6]. При чисто вращательных переходах (без изменения электронного и колебательного состояний) матричный элемент проекции дипольного момента можно положить равным просто среднему дипольному моменту молекулы $d(0)$. Тогда для вероятности спонтанного перехода $J \rightarrow J - 1$, получим формулу:

$$W_J = \frac{64 \pi^4 \nu^3}{3 hc^3} \frac{d^2(0)(J^2 - \Omega^2)}{J(2J + 1)}, \quad (4.18)$$

где квантовое число Ω характеризует полный электронный момент импульса; $J = \Omega, \Omega + 1, \dots$ — квантовое число полного момента импульса

молекулы; ν — частота излучения; h — постоянная Планка; c — скорость света. В табл. 4.1 приведены характеристики молекул, линии излучения которых попадают в окно прозрачности воздуха 2,0–2,5 мм. В последнем столбце табл. 4.1 приведены вероятности W_J , рассчитанные по формуле (4.18).

Таблица 4.1: Характеристики молекул

Молекула	Состояние	B_e , см ⁻¹	$J \rightarrow J - 1$	λ , мм	W_J , с ⁻¹
NO	$X^2\Pi_{1/2}$	1,705	$3/2 \rightarrow 1/2$	1,96	$0,345 \cdot 10^{-6}$
NO ⁺	$X^1\Sigma\Pi^+$	2,002	$1 \rightarrow 0$	2,48	$0,166 \cdot 10^{-6}$

Из табл. 4.1 видно также, что вероятность перехода иона окиси азота, соответствующего рассматриваемому частотному диапазону, вдвое ниже вероятности перехода молекулы NO.

Так как интервал времени между соударениями молекул при атмосферном давлении много меньше, чем время жизни возбужденных состояний молекул относительно вращательных переходов, в области частичной ионизации устанавливается больцмановское распределение молекул по вращательным уровням:

$$N_{J'} = N_l \frac{g_{J'}}{Q_{J'}} \exp\left(-\frac{E_{J'}}{kT}\right) \approx \approx N_l (2J' + 1) \frac{B_e ch}{kT} \exp\left(-\frac{B_e ch J'(J' + 1)}{kT}\right), \quad (4.19)$$

где N_l — концентрация молекул, находящихся в основном колебательном состоянии ($N_l \approx N$, см. формулу (4.17)); $g_{J'}$, $Q_{J'}$ — соответственно кратность вырождения и статистическая сумма вращательного уровня с квантовым числом J' .

Поскольку при $t \geq 10$ мкс изменение спектральной интенсивности излучения за время распространения его в области размером порядка пробега гамма-кванта пренебрежимо мало, можно пренебречь запаздыванием, а также и самопоглощением в излучающем объеме (так как оптическая толщина $\tau \ll 1$).

В результате для спектральной мощности излучения молекул NO, образованных источником нейтронов в воздухе, получаем выражение:

$$P_\nu = \int_V \frac{W_J N_{J'} E_\nu a_\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} dV \quad (4.20)$$

где $a_\nu = \frac{\Delta\nu}{2\pi((\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu)^2)}$ — вероятность излучения на данной частоте (предполагается, что спектральная линия имеет лоренцеву форму); E_ν — энергия кванта; ν_0 — частота пика линии; $\Delta\nu$ — полуширина линии, обусловленная столкновениями: $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}$, где τ — среднее время между столкновениями молекул [155]. Для области частичной ионизации, состояние воздуха в которой близко к нормальному, преобладает уширение линий за счет столкновений. Учтем, что размеры области частичной ионизации во много раз превышают размеры области повышенной ионизации, и подставим в формулу (4.20) выражения (4.18) и (4.19). Полагая полуширину линии равной $\Delta\nu \approx 3 \cdot 10^{-3} \nu_0$ [43], вычисляем интеграл (4.20) в пределах от нуля до бесконечности при нормальных условиях. Получаем оценку для максимальной мощности излучения на длине волны $\lambda = 2,0$ мм

$$P_\nu = 1,0 \cdot 10^{-23} N_0^{1/2}, \text{ Вт/Гц.}$$

Приведенные расчеты показывают, что основными источниками линейчатого излучения области частичной ионизации в окне прозрачности 2,0–2,5 мм являются молекулы окиси азота, концентрация которых возрастает по мере развития взрыва и на порядки превышает концентрации остальных компонентов плазмы. Все остальные характерные линии в излучении возбужденных молекул возмущенной воздушной среды имеют длины волн меньше двух миллиметров. Наиболее интенсивные линии в излучении молекул попадают в полосу поглощения 0,02–2,0 мм [164] и потому их вклад в результирующее излучение оказывается малым. Описанный механизм генерации миллиметровых волн должен быть учтен наравне с вкладом других механизмов (торговым излучением комптоновских и вторичных электронов, излучением фронта ударной волны [137], [140], [156], [157]).

Сравним максимальную спектральную мощность радиотеплового излучения и излучения в линиях при энергии взрыва 84 ТДж. Мощное радиотепловое излучение сопровождает взрыв на протяжении первых 0,1–0,3 миллисекунд [156] (см. гл. 5). Спектральная мощность радиотеплового излучения в максимуме, достигаемом на десятых долях миллисекунд, имеет порядок $P_\nu \approx 5 \cdot 10^{-9}$ Вт/Гц. Излучение области частичной ионизации во вращательных линиях окиси азота существенно на временах от единиц миллисекунд до секунд (в зависимости от мощности взрыва), когда огненный шар заметно остыл. Спектральная мощность этого излучения при той же энергии взрыва составляет около $P_\nu \approx 4,5 \cdot 10^{-11}$ Вт/Гц. Кроме того, по мере остывания области

повышенной ионизации в ней при температурах 2—10 кК образуется огромное количество окиси азота (около 100 т согласно работе [6]). На рис. 1.4 (гл. 1) к 80-й миллисекунде область с такими температурами занимает объем диаметром $\sim 1,5$ км. В этом случае спектральная мощность излучения в линиях самого огненного шара составляет $P_\nu \approx 5 \cdot 10^{-9}$ Вт/Гц. Это излучение в линиях может наблюдаться в течение минут [6], когда вклад тормозного излучения и излучения ударной волны становится ничтожным.

Таким образом, излучение в спектральных линиях на поздних временах развития взрыва позволяет увеличить временной интервал регистрации микроволнового сигнала.

4.4 Излучение космического источника

В ряде работ, например [100], [145]—[147], [152], [193], [223], [231] рассматривалась генерация в атмосфере электромагнитного излучения в оптическом и радиодиапазонах при распространении гамма-квантов от импульсных космических источников гамма-излучений. Отмечалось, что такими источниками могут быть солнечные вспышки, всплески космических гамма-лучей, космические ядерные взрывы. Исследование механизмов генерации электромагнитного излучения представляет интерес и для дистанционной диагностики источников, и для борьбы с создаваемыми ими помехами в регистрирующей аппаратуре [10].

В предыдущих разделах этой главы рассматривалось тормозное излучение, генерируемое областью частичной ионизации воздушных взрывов. Эта область непосредственно примыкает к горячему плазменному шару и охватывает его. В случае космических источников гамма-излучения (солнечных вспышках, всплесках космических лучей, космических ядерных взрывах) область частичной ионизации образуется в верхних слоях стратосферы.

Известно, что космические гамма-кванты поглощаются в атмосфере Земли на высотах от 20 до 40 км [19], [37]. Механизм генерации тормозного излучения описан в разделе 4.2. Космические гамма-кванты рассеиваются в поглощающем слое, выбивая комптоновские электроны отдачи с длиной пробега на высотах 20—40 км $\lambda_e \sim 100$ м. Комптоновские электроны в свою очередь ионизируют среду, рождая поток вторичных электронов и ионов. Число вторичных электронов, возникающих при торможении быстрых электронов, согласно данным работы [131], возрастает по линейному закону для электронов с энергией ~ 1 МэВ.

На рис. 4.7 изображена схема расположения источника и наблюдателя. В данном разделе рассмотрим генерацию электромагнитного излучения космического источника в диапазоне миллиметровых и сантиметровых волн [139].

Полагаем, что источник P гамма-квантов является точечным, моноэнергетическим (~ 1 МэВ) и расположен на расстоянии R от поверхности Земли. Поток гамма-квантов зададим в виде выражения (4.3), в котором функция $u(t)$ нормирована на единицу и введена в формуле (4.1). Спектральную интенсивность микроволнового излучения будем определять на поверхности Земли в точке P' непосредственно под источником P (рис. 4.7). Электромагнитное излучение, регистрируемое в точке P' , складывается в основном из излучений быстрых электронов. Вклад вторичных электронов и ионов мал из-за малости их концентрации.

Считаем, что рассеяние гамма-квантов происходит в однородном слое толщиной $L = 20$ км, расположенном на высоте $H = 30$ км от поверхности Земли. Предположим, что комптоновские электроны в среднем движутся радиально от точки P , имеют среднюю скорость V и, смещаясь на расстояние λ_e , исчезают. В этих предположениях можно использовать формулу (4.1) для концентрации комптоновских электронов, учитывающую запаздывание гамма-квантов. На расстоянии r от источника P концентрация равна

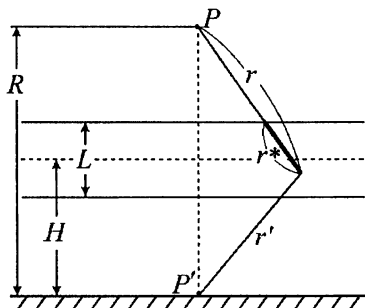


Рис. 4.7: Схема расположения источника P , приемника P' и области генерации миллиметрового излучения

$$n(r, t) = \frac{N_0}{4\pi r^2 \lambda_\gamma} \int_{t-\lambda_e/V}^t dt' u \left[t' - \frac{r - (t-t')V}{c} \right] \times \exp \left[-\frac{r^* - V(t-t')}{\lambda_\gamma} \right]. \quad (4.21)$$

Здесь r^* — расстояние, пробегаемое гамма-квантом в поглощающем слое; N_0 — полное число гамма-квантов. Вкладом рассеянных гамма-квантов пренебрегаем.

Комптоновские электроны отдачи, возникающие при рассеянии гамма-квантов, движутся в практически не ионизованной среде, поэтому необходимо учитывать лишь их взаимодействие с атомами. Тогда для спектральной мощности микроволнового излучения электрона получаем [6], [136]

$$P_\nu = \frac{8e^2\nu_{ef}V^2}{3c^3}, \quad (4.22)$$

где ν_{ef} — эффективная частота столкновений электронов с нейтральными частицами.

Согласно работе [85] примем, что в слое поглощения гамма-квантов и генерации микроволнового излучения $\nu_{ef} = 1,7 \cdot 10^{11} \eta$ (см. раздел 2.1.2), где $\eta = \rho_H / \rho_0$ — отношение плотностей воздуха на высоте H и на уровне моря. Для $H = 30$ км $\eta = 1,5 \cdot 10^{-2}$. Интервал частот возьмем из окна прозрачности воздуха [164] $\nu \sim 10,37$ ГГц, в котором $\nu_{ef} < \omega = 2\pi\nu$. Учитывая это условие и что длина волны излучения много меньше длины дебаевского экранирования, пренебрегаем коллективными эффектами при генерации микроволнового импульса и частичной когерентностью излучения.

После сделанных упрощений можно записать в точке P' на поверхности Земли спектральную интенсивность излучения на расстоянии R от источника гамма-квантов P :

$$I(R, t) = \frac{P_\nu N_0}{16\pi^2 r^2} s \int_{V'} \exp \left[-r'b - \alpha t + \alpha \frac{r+r'}{c} \right] \frac{\exp[-r^*/\lambda_\gamma]}{r'^2} dV'. \quad (4.23)$$

Здесь r' — расстояние от излучающего электрона до точки наблюдения P' , b — коэффициент ослабления излучения, s — безразмерный коэффициент, появляющийся при вычислении интеграла (4.21).

Так как слой поглощения считается однородным ($r^* < \lambda_\gamma$) и выполняется условие $\exp(-r^*/\lambda_\gamma) > \exp(-L/\lambda_\gamma)$, в окне прозрачности можно пренебречь ослаблением излучения ($b = 0$).

Учитывая, что в точку наблюдения в момент времени t после начала действия источника гамма-квантов достигает излучение из областей, удовлетворяющих условию $r + r' < ct$, вычисление интеграла (4.23) можно провести с использованием координат вытянутого эллипсоида (4.21), фокусами которого являются источник P и точка наблюдения P' [133]:

$$\begin{aligned} x &= \frac{R}{2} \operatorname{sh} u \sin \theta \cos \varphi, \quad 0 \leq u < \infty; \\ y &= \frac{R}{2} \operatorname{sh} u \sin \theta \sin \varphi, \quad \theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}; \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$z = \frac{R}{2} \operatorname{ch} u \cos \theta, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi,$$

где R — расстояние между источником и точкой наблюдения, значения θ_{min} , θ_{max} зависят от параметров области генерации (L и H) и от текущего значения координаты u . Использование координат (4.25) позволяет преобразовать интеграл (4.23) к виду

$$I(R, t) = \frac{P_\nu N_0 s}{4\pi R \lambda_\gamma} \exp\left(-\frac{L}{\lambda_\gamma}\right) \times \\ \times \int_1^{ct/R} \left\{ \exp\left[-\alpha\left(t + \frac{R\sigma}{c}\right)\right] \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{d\tau}{\sigma^2 - \tau^2} \right\} d\sigma. \quad (4.25)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\sigma = \operatorname{ch} u; \quad \tau = \cos \theta; \quad \tau_2 = \frac{1 - 2L/R}{\sigma}; \quad dV' = R^3(\sigma^2 - \tau^2)d\sigma d\tau d\varphi/8; \\ z = R\sigma\tau/2; \quad r' = R(\sigma - \tau)/2; \quad r = R(\sigma + \tau)/2; \quad r + r' = R\sigma.$$

Переходя к безразмерным переменным и вводя местное время $t^* = t - R/c$, вычисляем интеграл (4.25) с учетом условия $t^*/R \ll 1$:

$$I(R, t) = P_\nu N_0 \exp(-L/\lambda_\gamma) \lambda_e f(t^*) / (8\pi R^2 \lambda_\gamma), \quad (4.26)$$

где

$$f(t^*) = \frac{sc}{\alpha \lambda_e} \left[A \beta e^{-\beta} \left(\operatorname{Ei}(\beta + \alpha t^*) e^{-\alpha t^*} - B \left\{ 1 - e^{-\alpha t^*} \right\} \right) \right]; \quad (4.27)$$

$$A = \ln 2 + R/(2L) + L/R - 3/2; \quad B = R/(2L) - 3/2; \quad \beta = \alpha R/c.$$

На рис. 4.8 приведена зависимость от времени безразмерной функции (4.27) для двух γ -источников со значениями $\alpha = 10^8 \text{ с}^{-1}$ (рис. 4.8а) и $\alpha = 10^7 \text{ с}^{-1}$ (рис. 4.8б). Расчет сделан для начального интервала времени после взрыва $0 < t^* < 10^{-4} \text{ с}$ и расстояний $R = 300$ и 3000 км (соответственно сплошная и пунктирная линии). По оси абсцисс отложено время в микросекундах. Максимальное значение спектральной интенсивности достигается к моменту времени $\sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ с}$ и практически не зависит от величины α . Длительность импульса микроволнового излучения обусловлена временем прохождения фронта гамма-излучения через слой толщиной L : $t \sim L/c \sim 10^{-4} \text{ с}$.

Для регистрации подобных сигналов необходимы радиометры со временем накопления менее 1 мкс. В настоящее время разработаны

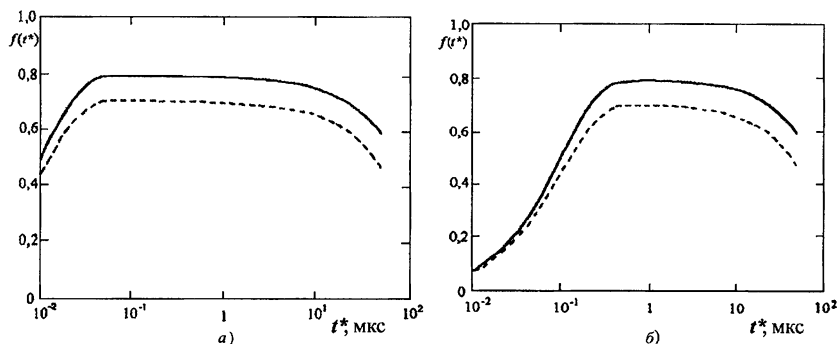


Рис. 4.8: Зависимость спектральной интенсивности от времени; сплошная кривая $R = 300$ км, пунктир — $R = 3000$ км: а) $\alpha = 10^8 \text{с}^{-1}$; б) $\alpha = 10^7 \text{с}^{-1}$

высокочувствительные радиометры для регистрации импульсных микроволновых сигналов с чувствительностью не ниже 100 К [26], [165]. Уровень шумов в направлении на зенит, как известно, также не превышает 100 К [164] для микроволнового диапазона. Оценим яркостную температуру микроволнового излучения для известных экспериментов Starfish и Teak [166], [252]. Антенная температура определяется по формуле (2.16). Когда размер антенного “пятна” гораздо меньше характерных размеров излучающей области, можно считать антенную температуру приблизительно равной яркостной $T_A \approx T_\gamma$.

Эксперимент Teak с энергией $4,2 \cdot 10^{15}$ Дж был проведен на высоте $R \approx 70$ км, тогда как взрыв Starfish с энергией $5,9 \cdot 10^{15}$ Дж — на высоте $R \approx 400$ км [166], [252]. На высоте $H = 30$ км длина пробега гамма-квантов $\lambda_\gamma \approx 13$ км, полное число квантов $N_0 \approx 0,4 \cdot 10^{26}$. Из рис. 4.8 видно, что максимальное значение безразмерной функции $f(t^*)$ слабо зависит от расстояния R и коэффициента α . Примем для оценки $f(t^*) \approx 0,7$.

Для радиометра с эффективной площадью антенны $0,12 \text{ м}^2$ [25] получаем после подстановки указанных параметров в формулы (4.26), (4.27) спектральную интенсивность, а затем из (2.16) и яркостную температуру: для эксперимента Teak $T_\gamma \approx 3 \cdot 10^7$ К и для эксперимента Starfish $T_\gamma \approx 1 \cdot 10^6$ К. Полученные яркостные температуры многократно превосходят порог чувствительности современных радиометров.

Теперь рассмотрим ту же задачу, но разместим наблюдателя P' на спутнике на расстоянии R от космического источника, прямо над ним. Используем выражение для спектральной интенсивности (4.23). При

всех выше сделанных предположениях его можно записать в виде

$$I(R, t) = \frac{P_\nu N_0 \lambda_e \alpha}{16\pi^2 \lambda_\gamma V} \int_{V'} \frac{\exp\{-\alpha[t - (r + r')/c]\}}{r^2 r'^2} dV'. \quad (4.28)$$

Интегрирование в выражении (4.28) проведем при тех же условиях и тем же методом, который описан в предыдущей задаче с наблюдателем, размещенным на поверхности Земли. Используем спектральную мощность излучения электрона (4.22), а координаты вытянутого эллипсоида запишем в виде

$$\begin{aligned} x &= \frac{R}{2} \operatorname{sh} u \sin \theta \cos \varphi, & u_1 \leq u < \infty; \\ y &= \frac{R}{2} \operatorname{sh} u \sin \theta \sin \varphi, & \theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}; \\ z &= \frac{R}{2} \operatorname{ch} u \cos \theta, & 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \end{aligned} \quad (4.29)$$

в котором изменилась нижняя граница интервала координаты u , а фокусы эллипсоида совпадают с точками P и P' . Геометрическое расположение источника и наблюдателя показано на рис. 4.9. В новых переменных выражение (4.28) приводится к виду

$$I(R, t) = \frac{P_\nu N_0 \lambda_e \alpha}{4\pi R \lambda_\gamma V} \int_{\sigma_1}^{ct/R} \left\{ \exp\left[-\alpha\left(t + \frac{R\sigma}{c}\right)\right] \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{d\tau}{\sigma^2 - \tau^2} \right\} d\sigma. \quad (4.30)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \sigma &= \operatorname{ch} u; \tau = \cos \theta; \sigma_1 = 1 + 2H/R; \tau_1 = \sigma_1/\sigma; \tau_2 = (\sigma_1 + b)/\sigma; b = 2L/R; \\ dV' &= R^3(\sigma^2 - \tau^2) d\sigma d\tau d\varphi/8; z = R\sigma\tau/2; r' = R(\sigma + \tau)/2; r = R(\sigma - \tau)/2; \\ r + r' &= R\sigma. \end{aligned}$$

Переходя к безразмерным переменным и местному времени $t^* = t - (R + 2H)/c$, вычисляем интеграл (4.30) при условии $t^*/R \ll 1$

$$I(R, t) = P_\nu N_0 \lambda_e f(t^*) / (8\pi R^2 \lambda_\gamma), \quad (4.31)$$

где

$$\begin{aligned} f(t^*) &= A\beta \exp(-\beta - \alpha t^*) \times \\ &\times [\operatorname{Ei}(\beta + \alpha t^*) - \operatorname{Ei}(\beta) \exp(-\alpha t^*) - B[1 - \exp(-\alpha t^*)]]; \end{aligned} \quad (4.32)$$

$$p = \sigma_1^3 - \sigma_1 - b + b\sigma_1; \quad \beta = \alpha R/c; \quad q = \sigma_1^3 - \sigma_1 - b - b\sigma_1; \quad A = \ln(p/q);$$

$$B = \sigma_1 \left[\frac{2\sigma_1^2 + b}{p} - \frac{2\sigma_1^2 - b}{q} \right].$$

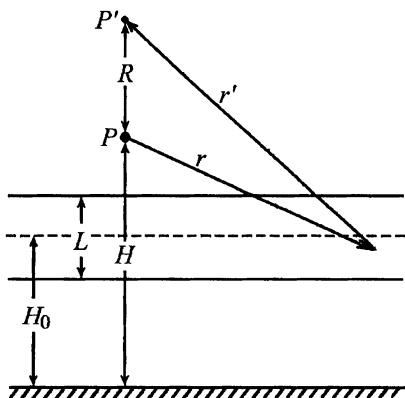


Рис. 4.9: Схема расположения источника P и приемника P'

Микроволновое излучение обусловлено временем прохождения фронта гамма-излучения через слой толщиной L : $t \sim L/c \sim 10^{-4}$ с.

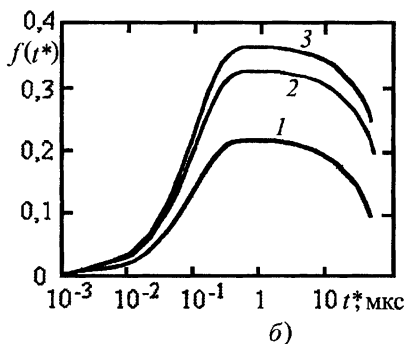
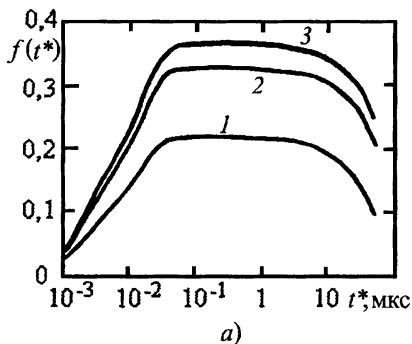


Рис. 4.10: Микроволновое излучение космического источника: а) $\alpha = 10^8 \text{ c}^{-1}$; б) $\alpha = 10^7 \text{ c}^{-1}$

Оценим возможную антенную температуру при наблюдении со спутника. Пусть $R = 900$ км, $H = 60$ км. Возьмем для оценки максимальное значение функции $f(t^*) \approx 0,4$ (рис. 4.9). Для радиометра с эффективной площадью антенны $0,12 \text{ м}^2$ из формул (4.31), (4.32) и (2.16) получаем яркостную температуру $T_{\text{я}} \approx 84$ кК. Радиояркостная

На рис. 4.10 дана зависимость функции (4.32) для гамма-источников со значениями $\alpha = 10^8 \text{ c}^{-1}$ (рис. 4.10а) и $\alpha = 10^7 \text{ c}^{-1}$ (рис. 4.10б), расположенных на высоте $H = 60$ км. Кривой 1 соответствует расстояние $R = 100$ км, кривой 2 — $R = 400$ км, кривой 3 — расстояние $R = 900$ км. По оси абсцисс отложено время в микросекундах. Максимальные значения функции (4.32) практически не зависят от величины α . Максимум спектральной интенсивности достигается к моменту времени 0,1–1 мкс. Длительность импульса микроволнового

температура поверхности Земли в миллиметровом диапазоне ~ 250 К. Следовательно, миллиметровое излучение взрыва может быть зарегистрировано и при наблюдении со спутника.

4.5 О синхротронном механизме генерации

При высотных и космических взрывах основным механизмом генерации высокочастотного излучения является, как полагают, механизм, основанный на взаимодействии электрических токов, вызванных взрывом, с геомагнитным полем [152], [225].

При взрывах на высотах до 100 км основным источником электромагнитного излучения являются комптоновские электроны отдачи, образующиеся при взаимодействии гамма-квантов взрыва с атмосферой. На высотах свыше 100 км рентгеновское излучение взрыва образует радиальный ток фотоэлектронов. Токи, образовавшиеся под действием гамма-квантов и рентгеновского излучения при взрыве на большой высоте, имеют максимальную величину в двух областях. Первая область образуется вблизи взрыва, где интенсивность гамма- и рентгеновского излучений наивысшая, хотя плотность воздуха в месте взрыва может быть и низкой. Вторая область находится в атмосфере Земли на высоте примерно от 20 до 40 км для гамма-квантов и на высоте примерно от 70 до 110 км для рентгеновского излучения. Эти высоты соответствуют энергии гамма-квантов ~ 1 МэВ, и для рентгеновского излучения, имеющего планковское распределение энергии, температуре $T_\gamma \sim 1$ кэВ.

Потоки гамма-квантов и рентгеновского излучения вызывают появление в атмосфере импульса тока и импульса плотности электронов, распространяющихся почти со скоростью света в радиальном направлении от источника. Длительность импульса плотности электронов, обусловленного потоком гамма-квантов, имеет порядок $\tau \sim 10^{-7}$ с, а в случае импульса электронов, обусловленного рентгеновским излучением, $\tau \sim 10^{-6}$ с [19], [152], [225]. В магнитном поле \mathbf{B}_0 электроны движутся вокруг линий поля B_0 по винтовой траектории, создавая поперечные токи; движение в плоскости, перпендикулярной линиям \mathbf{B}_0 , является круговым с циклотронной частотой $\omega_c = eB_0\sqrt{1 - v_0^2/c^2}/m_e$. В работе [152] предположено, что электроны имеют скорость v_0 , а затем, спустя время λ_e/v_0 , резко останавливаются.

Автор работы [152] сделал вывод, что электромагнитное поле излучения космических взрывов зависит только от распределения тока и электронов вдоль прямой линии, соединяющей центр взрыва с точкой

наблюдения. Установлено, что основная энергия генерируемого излучения приходится на интервал частот 1—10 МГц.

При взрывах на меньших высотах электромагнитный сигнал, создаваемый гамма-квантами, интенсивнее сигнала, генерируемого рентгеновским излучением, тогда как при взрывах на больших высотах справедлива противоположная картина.

Большое значение для оценки параметров генерируемого электромагнитного излучения имеет учет собственного магнитного поля комптоновских электронов. В условиях, когда токи создают только слабые поля, необходимо учитывать лишь окружающее геомагнитное поле \mathbf{B}_0 . Когда взрыв осуществлен на не слишком большой высоте, токи могут вызвать интенсивные взаимно перпендикулярные поля \mathbf{E} и \mathbf{B} , которые существенно влияют на движение электронов [152]. В этих случаях сила Лоренца

$$\mathbf{F} = -e(\mathbf{E} + [\mathbf{v}/c, \mathbf{B} + \mathbf{B}_0]),$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} — поля, вызванные комптоновским током.

Поскольку мы рассматриваем излучение ультрарелятивистских комптоновских электронов в дальней зоне, можно пренебречь индуцированными полями и учитывать далее лишь взаимодействие с окружающим полем \mathbf{B}_0 .

В работе [152] исследовалось когерентное электромагнитное излучение, обусловленное взаимодействием тока электронов с геомагнитным полем, причем спектр излучения соответствовал частоте

$$\omega_c = 2,64 \cdot 10^7 B_0 \varepsilon_e / (m_e c^2), \quad (4.33)$$

где B_0 — магнитное поле в гауссах, ε_e — энергия электрона в МэВ. Для $\varepsilon_e \approx 1$ МэВ $\omega_c \approx 2,6 \cdot 10^7$ с⁻¹.

Проведем оценку параметров микроволнового излучения, вызванного описанным механизмом. В нашем случае выполняется условие $\omega \gg \omega_c$ и микроволновому излучению соответствует излучение ультрарелятивистских электронов на высших гармониках электронной циклотронной частоты. Такое излучение обычно называют синхротронным излучением. В отличие от циклотронного, синхротронное излучение является некогерентным, и дифференциальная испускательная способность определяется формулой [90]:

$$\eta_\omega = \frac{3^{1/2} e^3 B_0}{2^{7/2} \pi^{3/2} \varepsilon_0 m_e c} (\omega/\omega_c)^{1/2} \exp(-\omega/\omega_c), \quad (\omega/\omega_c) \gg 1, \quad (4.34)$$

где e — заряд электрона, m_e — масса электрона, ε_0 — электрическая постоянная.

Коэффициент испускания находим суммированием по ансамблю ультрарелятивистских комптоновских электронов:

$$j_\nu = n_k \int \eta_\omega F(v) dv. \quad (4.35)$$

Если принять, как это сделано в работах [18], [19], [37], в качестве функции $F(v)$ δ -функцию: $F(v) = \delta(v - v_0)$, то коэффициент испускания (4.35) определится формулой

$$j_\nu = n_k \eta_\omega(v_0). \quad (4.36)$$

Концентрация комптоновских электронов от точечного источника гамма-квантов на расстоянии r определяется согласно работе [37] формулой (4.1). Если в этой формуле функцию гамма-источника аппроксимировать соотношением (4.3), то для концентрации комптоновских электронов получим

$$n_k = \frac{N_1 u(t) \xi_1}{4\pi r^2 \lambda} \exp(-L/\lambda_\gamma). \quad (4.37)$$

Напомним, что ξ_1 — коэффициент, появляющийся при вычислении интеграла (4.1) с использованием функции (4.3).

В соотношении (4.37) учтено, что поглощение гамма-квантов происходит на высотах $H = 20\text{--}40$ км. Такой же порядок имеет размер области генерации микроволнового излучения: $L = 20\text{--}40$ км.

Если взрыв произведен на достаточной большой высоте, то оптическая толщина области генерации $\tau_0 \sim a_\nu L \ll 1$, где a_ν — коэффициент поглощения.

Напомним, что в этой задаче рассматривается космический или высотный взрывы. Областью генерации микроволнового излучения является слой воздушной среды под точкой взрыва на высотах $20\text{--}40$ км, где происходит интенсивное поглощение гамма-квантов.

Синхротронное излучение имеет смысл рассматривать в дециметровом диапазоне. Поскольку волны этого диапазона не проходят сквозь E -слой ионосферы, то возможна регистрация синхротронного излучения из космоса со спутника, если взрыв произведен над E -слоем. Для подионосферных взрывов пункт наблюдения может располагаться на поверхности земли (см. раздел 4.4).

Проведем оценку антенной температуры для случая регистрации микроволнового излучения на поверхности земли под точкой взрыва, считая поле B_0 горизонтальным.

В случае малой оптической толщины τ_0 радиояркая температура области генерации равна

$$T_{\text{Я}} = T_r a_\nu L,$$

где $T_r = \frac{S_\nu \lambda^2}{2k}$ — радиационная температура, $S_\nu = j_\nu / a_\nu$ — функция источника микроволнового излучения.

Таким образом, при $\tau_0 \ll 1$ получаем оценку радиояркой температуры в виде формулы

$$T_{\text{Я}} = j_\nu L \lambda^2 / (2k). \quad (4.38)$$

Подставим в формулу (4.38) коэффициент испускания (4.36) и с учетом приближения (4.37) получим окончательную формулу для оценки антенной температуры:

$$T_A = n_k \eta_\omega(v_0) L \lambda^2 / (2k). \quad (4.39)$$

Примем для оценок энергию взрыва $E = 4,2 \cdot 10^{15}$ Дж, высоту взрыва $H = 40$ км, длину волны $\lambda = 30$ см, $L = 20$ км. Тогда антенная температура $T_A \leq 10^4$ К.

В принятом приближении антенная температура пропорциональна числу испущенных мгновенных гамма-квантов, длительность сигнала определяется длительностью импульса мгновенного гамма-излучения. С увеличением частоты ω антенная температура резко уменьшается.

Таким образом, синхротронный механизм генерации микроволнового излучения при высотных взрывах может внести ощутимый вклад в результирующий сигнал взрыва лишь в более длинноволновой области спектра.

Глава 5

Радиотепловое излучение взрыва

Для решения задач мониторинга взрывов методы, изложенные в главе 4, дают малую точность в связи с тем, что весьма существенна зависимость числа гамма-квантов и нейтронов и их энергетических спектров от типа и материала конструкций взрывных устройств. В этих условиях существенную роль играют те параметры микроволновых сигналов, которые коррелируют с характеристиками газодинамических процессов. Примером такой корреляции с гидродинамическими процессами является, например, равновесное оптическое излучение взрыва [6]. В этой главе мы рассмотрим характеристики радиотеплового излучения нагретой области в микроволновом диапазоне. Методика расчета радиотеплового излучения нагретой области, образующейся в среде при значительных выделениях энергии, разработана в работах [17]–[19], [36]–[39], [117, 137, 139, 156, 157, 140, 189, 190, 218].

5.1 Радиояркостная температура плазменного образования

В основу методики расчета параметров микроволнового излучения положена обобщенная форма закона Кирхгофа, полученная С.М. Рытовым и М.Л. Левиным с учетом теоремы взаимности и флуктуационно-диссипативной теоремы [167]. Задача сводится к определению дифракционных потерь dQ электромагнитной волны, испущенной пробным

источником, помещенным в точке наблюдения, и падающей на излучающее тело (плазменное образование) под тем же углом φ , под которым определяются параметры излучения.

Особенность полученных соотношений и формул — в применимости их для достаточно широкого интервала изменения параметров плазменного образования, характеризуемого величинами ω/ω_p , ω/ν_{ef} , $\lambda/\Delta l$ и т.д. Здесь ω_p — плазменная частота, ν_{ef} — эффективная частота столкновений электронов с тяжелыми частицами, Δl — размер неоднородности плазмы. Далее рассчитывается радиояркость температура плазменного образования, которую при необходимости можно легко пересчитать в антенную температуру приемника (см. гл. 2).

Разработанная методика применима для расчета радиояркости тепловой и ударной волн приземных воздушных и высотных взрывов.

5.1.1 Методика расчета радиояркостной температуры при плавном изменении электрофизических свойств на границе плазменного образования

При плавном изменении свойств плазмы на границе задача расчета спектральной радиояркости L_ν заметно упрощается, поскольку можно пренебречь как отражением электромагнитной волны от границы плазмы, так и рефракцией лучей в толще среды. Действительно, как следует из табл. 2.2, при плавном изменении температуры, начиная со значений 3—5 кК, проводимость σ , а, следовательно, и коэффициент поглощения энергии возрастают очень быстро (по экспоненте $\sigma \sim \exp(I/kT)$, здесь I — потенциал ионизации в эВ). Поэтому в области, где оптическая толщина достигает значений порядка единицы, диэлектрическая проницаемость и показатель преломления практически равны единице. Излучатель является оптически толстым.

Воспользуемся теоремой Рытова. Выделим элементарную площадку dS на излучающей поверхности плазмы. Так как нас интересует излучение плазмы, измеряемое на расстояниях R , много больших размеров излучателя и длины волны, вспомогательную волну можно считать плоской. Тогда, учитывая, что излучает неоднородно нагретая

среда, имеем для спектральной радиояркости плазменного образования

$$L_\nu = \int L_\nu^* \frac{d^2 Q}{d\Phi_\Pi} = \int L_\nu^* \frac{\sigma E^2 dz dS}{c/(4\pi)E_0^2 \cos \varphi dS} = \int_0^\infty L_\nu^*(\tau) \exp\left(-\frac{\tau}{\cos \varphi}\right) \frac{d\tau}{\cos \varphi}, \quad (5.1)$$

где $d\Phi_\Pi = c/(4\pi)E_0^2 \cos \varphi dS$ — поток, падающий на поверхность dS под углом φ к нормали; z — координата, отсчитываемая от границы излучающей среды вглубь по нормали к поверхности: $z = l/\cos \varphi$; L_ν^* — спектральная радиояркость поверхности абсолютно черного тела с температурой T ; $L_\nu^* = \frac{2kT}{\lambda^2}$; $\tau = \int_0^z a_\nu dz$ — оптическая толщина слоя плазмы. В соотношении (5.1) учтено, что поле убывает по закону $E^2 = E_0^2 \exp(-\frac{\tau}{\cos \varphi})$. Спектральный поток энергии Φ_ν , испускаемый светящейся площадкой dS по всем направлениям, или пропорциональная потоку энергии радиояркая температура определяются по формулам

$$\Phi_\nu = 2\pi k T_{\nu Я} / \lambda^2 = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \varphi L_\nu \cos \varphi d\varphi; \quad (5.2)$$

$$T_{\nu Я} = 2 \int_0^1 d(\cos \varphi) \int_0^\infty T(\tau) \exp(-\frac{\tau}{\cos \varphi}) d\tau. \quad (5.3)$$

Учитывая, что температура медленно меняется с расстоянием и излучающим является слой, где оптическая толщина $\tau \approx 1$, разложим зависимость $T(\tau)$ в ряд Тейлора вблизи точки τ_1 [168]:

$$T(\tau) = T(\tau_1) + (\tau - \tau_1)T'(\tau_1) + \frac{1}{2}(\tau - \tau_1)^2 T''(\tau_1). \quad (5.4)$$

Подставив (5.4) в (5.3) и интегрируя, получим

$$T_{\nu Я}(\tau) = T(\tau_1) + 2\left(\frac{1}{3} - \frac{\tau_1}{2}\right)T'(\tau_1) + 2\left(\frac{1}{4} - \frac{\tau_1}{3} + \frac{\tau_1^2}{4}\right)T''(\tau_1). \quad (5.5)$$

Выберем точку $\tau_1 = \frac{2}{3}$ так, чтобы второе слагаемое обратилось в ноль. Пренебрегая последним слагаемым, находим, что радиояркая температура совпадает с температурой абсолютно черного тела,

равной температуре того слоя газа, оптическая толщина которого равна $2/3$:

$$T_{\nu Я} = T(\tau = 2/3). \quad (5.6)$$

Таким образом, спектральная мощность радиотеплового излучения плазменного образования, имеющего форму шара, с учетом формул (5.3) и (5.4) определяется по формуле

$$P_{\nu} = 8\pi^2(r_i/\lambda)^2 k T_{\nu Я}, \quad (5.7)$$

где в рассматриваемом случае $T_{\nu Я}$ и радиус излучающей области r_i определяются соотношениями (5.5) и (5.6).

В случае воздушной равновесной плазмы при температурах ниже 10^4 К коэффициент поглощения a_{ν} аппроксимируем формулой (см. раздел 2.1.3)

$$a_{\nu} = A_0 \exp(-B_0/T)/T. \quad (5.8)$$

С учетом равенства (5.8) из условия (5.5) имеем

$$\tau_1 = \frac{2}{3} = \int_0^{T_{\nu Я}} \frac{a_{\nu}}{T} \frac{dz}{d(\ln T)} dT; \quad T_{\nu Я} = \frac{B_0}{\ln l_0 + \ln \left(\frac{3A_0}{2B_0} \right)}, \quad (5.9)$$

где принято, что $\frac{dz}{d(\ln T)} = l_0 = \text{const}$. Последнее условие выполняется в большинстве практически важных случаев.

В заключение укажем, что условием применимости приведенного разложения является условие $a_{\nu}(T_{\nu Я})l_0 \gg 1$.

5.1.2 Методика расчета радиояркой температуры при резком изменении электрофизических свойств на границе плазменного образования

В этом случае задача определения радиояркости упрощается, поскольку глубина проникновения внешнего электромагнитного поля в такую плазму невелика.

При использовании метода Рытова [167] применим теорию скин-эффекта:

$$L_{\nu} = L_{\nu}^* \frac{dQ}{d\Phi_{\Pi}}, \quad (5.10)$$

где

$$dQ = \sigma E^2 dV = \frac{c}{4\pi} \langle [\mathbf{E}\mathbf{H}] \rangle dS = \\ = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*] dS = \frac{c}{8\pi} \xi' H_0^2 \cos \varphi dS. \quad (5.11)$$

Здесь ξ' — вещественная часть поверхностного импеданса (см. раздел 2.1.3), $d\Phi_{\Pi} = \frac{c}{4\pi} \xi' H_{\text{Я}}^2 \cos \varphi dS$.

Для нахождения поля \mathbf{H}_0 на поверхности плазменного образования рассмотрим падение плоской электромагнитной волны на плазму под углом к нормали к поверхности плазмы.

Вектор \mathbf{H}_{Π} падающей волны в общем случае можно разложить на две составляющие: $\mathbf{H}_{\Pi} = \mathbf{H}_{\Pi}^{\parallel} + \mathbf{H}_{\Pi}^{\perp}$, где $\mathbf{H}_{\Pi}^{\parallel}$ лежит в плоскости падения, а \mathbf{H}_{Π}^{\perp} — перпендикулярна плоскости падения.

Рассматривая падающее и отраженное поле в вакууме ($H_{\Pi}^{\parallel} = E_{\Pi}^{\parallel}$, $H_{\Pi}^{\perp} = E_{\Pi}^{\perp}$, $E_{\text{OT}}^{\parallel} = H_{\text{OT}}^{\parallel}$, $E_{\text{OT}}^{\perp} = H_{\text{OT}}^{\perp}$), из граничных условий на поверхности плазменного образования с учетом соотношения

$$\mathbf{E}_{\tau} = \xi[\mathbf{H}_{\tau}, \mathbf{n}] \quad (5.12)$$

имеем

$$H_{\Pi}^{\parallel} - H_{\text{OT}}^{\parallel} = \xi(H_{\Pi}^{\parallel} + H_{\text{OT}}^{\parallel}) \cos \varphi; \quad (5.13)$$

$$\xi(H_{\Pi}^{\perp} + H_{\text{OT}}^{\perp}) = (H_{\Pi}^{\perp} - H_{\text{OT}}^{\perp}) \cos \varphi. \quad (5.14)$$

Из соотношений (5.13), (5.14) находим

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_0^{\parallel} + \mathbf{H}_0^{\perp}, \quad (5.15)$$

где

$$H_0^{\parallel} = (H_{\Pi}^{\parallel} + H_{\text{OT}}^{\parallel}) \cos \varphi = \frac{2H_{\Pi}^{\parallel} \cos \varphi}{1 + \xi \cos \varphi};$$

$$H_0^{\perp} = H_{\Pi}^{\perp} + H_{\text{OT}}^{\perp} = \frac{2H_{\Pi}^{\perp} \cos \varphi}{\xi + \cos \varphi}.$$

Подставляя (5.15) в (5.11), из выражения (5.10) получаем следующую формулу для радиояркости L_{ν} :

$$L_{\nu} = \frac{1}{2}(L_{\nu}^{\parallel} + L_{\nu}^{\perp}) = (A_{\nu}^{\parallel} + A_{\nu}^{\perp})L_{\nu}^*,$$

где

$$A_{\nu}^{\parallel} = \frac{\xi' \cos \varphi}{(1 + \xi' \cos \varphi)^2 + (\xi'' \cos \varphi)^2}; \quad A_{\nu}^{\perp} = \frac{\xi' \cos \varphi}{(\xi' + \cos \varphi)^2 + (\xi'')^2}. \quad (5.16)$$

Здесь ξ' и ξ'' — действительная и мнимая части поверхностного импеданса (см. раздел 2.1.3). С учетом (5.16) можно определить спектральный поток энергии, испускаемый площадкой dS по всем направлениям

$$\Phi_{\nu} = 2\pi \frac{kT_{\nu Я}}{\lambda^2} = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \varphi d\varphi L_{\nu} \cos \varphi. \quad (5.17)$$

Интегрируя (5.17) с учетом (5.16), находим радиояркостную температуру светящейся площадки dS :

$$T_{\nu Я} = \frac{1}{2}(T_{\nu Я}^{\parallel} + T_{\nu Я}^{\perp}), \quad (5.18)$$

где

$$T_{\nu Я}^{\parallel} = 8T\xi' \left[\frac{1}{\xi'^2 + \xi''^2} - \frac{\xi'}{\xi'^2 + \xi''^2} \ln[1 + 2\xi' + \xi'^2 + \xi''^2] + \frac{\xi'^2 - \xi''^2}{\xi''(\xi'^2 + \xi''^2)} \operatorname{arctg} \frac{\xi''}{1 + \xi'} \right];$$

$$T_{\nu Я}^{\perp} = 8T\xi' \left[1 - \xi' \ln \left[1 + \frac{1 + 2\xi'}{\xi'^2 + \xi''^2} \right] + \frac{\xi'^2 - \xi''^2}{\xi''^2} \operatorname{arctg} \frac{\xi''}{\xi' + \xi''^2 + \xi'^2} \right].$$

Формулу (5.18) для радиояркостной температуры можно упростить в следующих частных случаях см. выражения (2.13)—(2.14)).

1) При $|\xi| \ll 1$

$$T_{\nu Я} = \left[\frac{16}{3} \xi' - 8\xi'^2 \ln \left| 1 + \frac{1}{2\xi'} \right| \right] T. \quad (5.19)$$

2) При $|\xi| \ll 1$ и $|\xi''| \ll 1$

$$T_{\nu Я} = 4\xi'(3 - 4 \ln 2)T. \quad (5.20)$$

3) При $\varepsilon = 0$ и $\xi' = |\xi''| = \xi_0 = \sqrt{\omega/(2\nu_{ef})}$

$$T_{\nu Я} = 4T\xi_0 \left[1 + \frac{1}{2\xi_0^2} - \frac{\ln[1 + 2\xi_0 + 2\xi_0^2]}{4\xi_0^3} - \xi_0 \ln \left| 1 + \frac{1 + 2\xi_0}{2\xi_0} \right| \right]. \quad (5.21)$$

5.2 Методы решения уравнения переноса

Полагаем, что $4\pi\sigma/\omega \ll 1$ и показатель преломления $n = 1$. Решение уравнения переноса излучения (4.7)

$$\frac{1}{u} \frac{\partial L_\nu}{\partial t} + \frac{\partial L_\nu}{\partial l} = j_\nu - a_\nu L_\nu$$

упрощается в ряде частных случаев.

Пусть функция источника $S_\nu = j_\nu/a_\nu$ постоянна в пределах плазменного образования ($S_\nu = \text{const}$). В этом случае решение стационарного уравнения переноса имеет вид

$$L_\nu = S_\nu [1 - \exp(-\tau_0)], \quad (5.22)$$

где $\tau_0 = \int_0^l a_\nu(z) dz$ — оптическая толщина плазменного образования вдоль луча; z — координата, отсчитанная от точки выхода луча из плазменной среды назад по лучу; l — длина луча.

В случае сферически симметричного источника для оптической толщины имеем

$$\tau_0 = 2 \int_p^\infty a_\nu(r) \frac{dr}{\sqrt{1 - p^2/r^2}}, \quad (5.23)$$

где p — прицельный параметр.

Если плазменное образование к тому же и однородно, то

$$\tau_0 = 2a_\nu(r) \sqrt{r_i^2 - p^2}, \quad (5.24)$$

где r_i — радиус плазменного шара.

Интенсивность микроволнового излучения в точке наблюдения находится путем суммирования вкладов всех лучей:

$$I_\nu = \int L_\nu \cos \varphi d\Omega = 2\pi S_\nu \frac{\exp(-B_\nu R)}{R^2} \int_0^{r_i} (1 - \exp[-\tau_0(p)]) p dp. \quad (5.25)$$

B_ν — коэффициент ослабления излучения при распространении сигнала в воздухе.

Спектральную интенсивность можно выразить через спектральную мощность источника

$$I_\nu = P_\nu \frac{\exp(-B_\nu R)}{4\pi R^2} = 2\pi \frac{kT_{\nu Я}}{\lambda^2} \frac{r_i^2}{R^2} \exp(-B_\nu R). \quad (5.26)$$

Сопоставляя (5.25) и (5.26), приходим к следующему выражению для яркостной температуры

$$T_{\nu Я} = T_r \frac{2}{r_i^2} \int_0^{r_i} (1 - \exp[-\tau_0(p)]) p dp, \quad (5.27)$$

где $T_r = \frac{S_\nu \lambda^2}{2k}$ — радиационная температура для частоты ν . Для равновесной плазмы радиационная температура совпадает с термодинамической T .

Подставляя в (5.27) выражение (5.24), получаем для частного случая $a_\nu = \text{const}$

$$T_{\nu Я} = T_r \left[1 + \exp(-2a_\nu r_i) \left(\frac{1}{a_\nu r_i} + \frac{1}{2(a_\nu r_i)^2} \right) - \frac{1}{2(a_\nu r_i)^2} \right]. \quad (5.28)$$

Если к тому же $a_\nu r_i \gg 1$ (плазма — оптически толстое тело), то

$$T_{\nu Я} = T_r = T. \quad (5.29)$$

В случае оптически тонкого плазменного образования ($a_\nu r_i \ll 1$)

$$T_{\nu Я} = \frac{4}{3} a_\nu r_i T_r. \quad (5.30)$$

5.3 Излучение тепловой и ударной волн

Параметры оптического излучения, генерируемого при высокотемпературных гидродинамических явлениях, например, при распространении тепловой и ударной волн ядерного взрыва, достаточно хорошо изучены [6]. Рассмотрим генерацию микроволнового излучения при газодинамических процессах взрыва.

В развитии этих процессов можно выделить с точки зрения генерации радиотеплового излучения три стадии.

1. Стадия тепловой и гомотермической ударной волн, которая охватывает промежуток времени примерно до момента, когда фронт ударной волны догнал фронт тепловой и прогретый слой между фронтами исчез.

2. Стадия сильной адиабатической ударной волны, которая описывается автомодельным решением [40]. В этой стадии излучает фронт ударной волны.

3. Поздняя стадия, когда температура газа за фронтом ударной волны падает до значений, меньших, чем 4 кК. При этом излучает нагретая область за фронтом ударной волны, а сам фронт становится прозрачным.

Для первой стадии характерно плавное возрастание температуры на фронте волны. Для определения характеристик радиотеплового излучения необходимы данные о радиусе излучающей среды и профиле температуры в диапазоне до 10^4 К.

Уравнение, описывающее диффузию теплоты перед фронтом волны (при $r \geq r_\Phi$), имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (5.31)$$

$$\chi = l_R c c_i / (3 \rho c_v) \quad (5.32)$$

где χ — коэффициент температуропроводности; l_R — пробег излучения; c — скорость света; ρc_v — теплоемкость единицы объема газа;

$$c_i = 16 \sigma T^3 / c - \quad (5.33)$$

теплоемкость излучения; σ — постоянная Стефана-Больцмана.

Учитывая существенную зависимость длины пробега излучения от температуры (при большой температуре $l_R \sim T^2$, а при $T < 10^5$ К длина пробега l_R резко падает [46]–[48]), можно усреднить коэффициент температуропроводности по профилю прогретого слоя и считать его лишь функцией температуры: $\chi = \chi(T)$.

Перейдем в формуле (5.31) к безразмерным переменным:

$$x = r/r_\Phi; \quad h = T/T_\Phi,$$

где T_Φ — температура в гомотермической области. В этих переменных уравнение (5.31) приводится к виду

$$3h + x \frac{dh}{dx} + \frac{B}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dh}{dx} \right) = 0, \quad (5.34)$$

где $B = \chi / (D r_\Phi)$, $D = dr_\Phi / dt$ — скорость фронта волны. В уравнении (5.34) учтено, что при распространении волны профиль температуры изменяется мало. Интегрируя уравнение (5.34), получаем

$$x^3 h + B x^2 \frac{dh}{dx} = C_1. \quad (5.35)$$

Так как при больших значениях безразмерной координаты x температура перед фронтом ударной волны уменьшается почти до нуля (реально до температуры окружающей ненагретой среды), можно принять $C_1 = 0$. Учитывая, что на фронте волны температура равна T_Φ (то есть $h(1) = 1$), а величина B практически много меньше единицы, находим, интегрируя (5.35), температуру газа перед фронтом ударной волны

$$T \approx T_\Phi \exp \left\{ -(r - r_\Phi) / (Br_\Phi) \right\}. \quad (5.36)$$

Из соотношения (5.36) находим радиус излучающей области

$$r_i \approx r_\Phi \left[1 + B \ln(T_\Phi / T_{\nu\gamma}) \right], \quad (5.37)$$

где радиояркая температура определяется выражением (5.9)

$$T_{\nu\gamma} = \frac{B_0}{\ln l_0 + \ln \left(\frac{3A_0}{2B_0} \right)}. \quad (5.38)$$

В этом выражении константы A_0 и B_0 зависят от интервала температур и длины волны. Параметр

$$l_0 = Br_\Phi = \chi / D$$

введен в формуле (5.9) и характеризует градиент температуры в излучающей области. Учитывая, что в зоне прогрева энергия поглощенного излучения тратится только на повышение температуры газа, и используя формулы (5.32), (5.33), получаем

$$l_0 = Br_\Phi = \frac{\chi}{D} = \frac{16}{3} \frac{l_R \sigma T^4}{D \rho c_\nu T} \approx \frac{16}{3} l_R.$$

Соотношения (5.37) и (5.38) могут быть использованы для оценки параметров радиотеплового излучения в первой стадии.

Расчет параметров излучения полностью основывается на результатах решения газодинамической задачи. Анализ полученных результатов, а также результатов экспериментов по измерению яркостной температуры фронта ударной волны в оптическом диапазоне на длине волны $\lambda = 0,65$ мкм [6], показывают, что зависимости радиуса фронта ударной волны и температуры на фронте волны после слияния фронтов ударной и тепловой волн аппроксимируются формулами

$$r_\Phi = 231 q^{0,2} t^{0,36} \eta^{-0,2}, \text{ м} \quad (5.39)$$

$$T_{\Phi} = 62,3q^{0,24}t^{-0,72}\eta^{-0,3}, \text{ К} \quad (5.40)$$

где t — время в секундах; q — тротильный эквивалент взрыва в килотоннах. Формулы (5.39), (5.40) справедливы примерно с момента времени $t > t_0$, где $t_0 = 3,6 \cdot 10^{-5}q^{1/3}\eta^{-0,3}$ с.

При $t > t_0$ температура на фронте волны резко, скачком, возрастает до значений, больших или порядка $10^3 - 10^5$ К [169, 170]. При этом на фронте волны электронная проводимость $\sigma_e \geq 10^{15} \text{ с}^{-1}$, плазменная частота $\omega_p \gg \omega$; $\omega_p \gg \nu_{ef}$ и, следовательно, диэлектрическая проницаемость плазменного образования $\varepsilon < 0$.

В этом случае коэффициент отражения R_{ν} близок к единице, а поглощательная способность близка к нулю. Так как глубина δ проникновения электромагнитной волны в плазму много меньше радиуса фронта ударной волны ($\delta = \sqrt{c^2/4\pi\sigma\omega} \ll r_{\Phi}$), а ширина переходной зоны, определяемая газокинетическим пробегом частиц (около 10^{-5} см), много меньше длины волны, то для данной стадии можно воспользоваться результатами подраздела 5.1.2 и формулами (5.39), (5.40).

Если температура газа на фронте волны меньше, чем $4 \cdot 10^3$ К, то фронт ударной волны становится оптически прозрачным и перестает излучать; в этом случае коэффициент поглощения a_{ν} мал. Начинает излучать область за фронтом ударной волны и радиус излучающей области становится меньше радиуса фронта ударной волны. Для расчета параметров излучения важны данные о профиле температуры газа за фронтом ударной волны (см. раздел 1.2).

Так как период излучения ($T < 10^{-10}$ с) меньше характерного времени изменения параметров тепловой и ударной волн ($t_{\text{хар}} > 10^{-5}$ с), и за время распространения излучения через нагретую область взрыва изменения параметров тепловой и ударной волн пренебрежимо малы, можно использовать квазистационарное представление излучателя. Вычислим для каждого фиксированного момента времени радиояркую температуру нагретой области и спектральную мощность радиотеплового излучения.

Следует напомнить, что при $t > 10^{-5}$ с после взрыва необходимо учитывать вклад микроволнового излучения области частичной ионизации, обусловленный захватным и осколочным гамма-излучением. Кроме того, радиотепловое излучение частично ослабляется при распространении до пункта регистрации через проводящую плазму области частичной ионизации и в воздушной среде. Из-за этих эффектов антенная температура отличается от радиояркой температуры нагретой области даже в случае, когда размер антенного пятна меньше радиуса излучающей области нагретой среды.

В соответствии с результатами раздела 5.1 радиояркостную температуру рассчитываем по формуле

$$T_{\text{Я}} = \int_0^1 dx_1 (A_{\nu}^{\parallel} + A_{\nu}^{\perp}) \int_0^{\infty} T(\tau) \exp(-\tau/x_1) d\tau, \quad (5.41)$$

где $x_1 = \cos \varphi$, φ — угол между нормалью к поверхности излучающей области и направлением излучаемой волны.

Спектральную мощность вычисляем по формуле

$$P_{\nu} = 8\pi^2 (r_i/\lambda)^2 k T_{\text{Я}}, \quad \text{Вт/Гц.} \quad (5.42)$$

Антенную температуру, характеризующую спектральную интенсивность микроволнового излучения в пункте наблюдения, определяем по формуле

$$T_A = \frac{S_{ef}}{\lambda^2} e^{-B_{\nu} R} \left[\frac{\pi r_i^2}{R^2} T_{\text{Я}} \langle e^{-\tau_0(x_1)} \rangle + 2\pi T_r \int_{x_{min}}^1 (1 - e^{-\tau(x)}) x dx \right], \quad (5.43)$$

где S_{ef} — эффективная площадь антенны, $x = \cos \theta$ (угол θ обозначен на рис. 5.1), $x_{min} = \cos \theta_{min}$ (угол θ_{min} определяется диаграммой направленности антенны), B_{ν} — коэффициент ослабления излучения при распространении сигнала в воздухе.

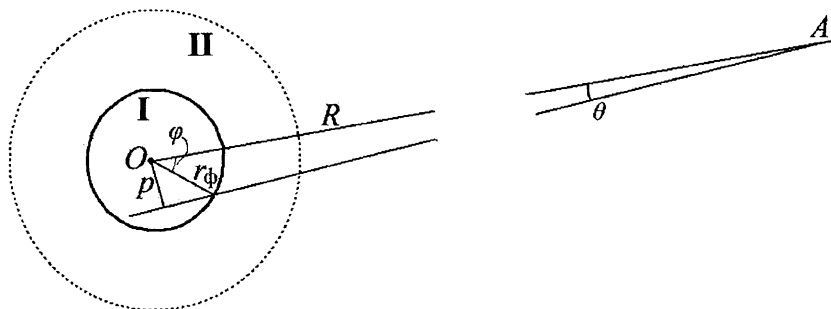


Рис. 5.1: Схема расположения плазменного образования I, точки наблюдения A и области частичной ионизации II, условно ограниченной пунктирной линией

5.4 Радиотепловое излучение контактного взрыва

Под контактными взрывами будем понимать взрывы, произведенные вблизи плотной среды, когда огненный шар взрыва пересекает поверхность плотной среды и происходит выброс материала среды. Это может быть заглубленный взрыв, например, под поверхностью Земли или воздушный непосредственно над землей. Контактные взрывы сопровождаются образованием воронки [52, 54, 55, 66]. Электромагнитное излучение было зарегистрировано экспериментально в радиочастотном диапазоне даже от подземных взрывов, произведенных на глубине 400 м [171].

Особенности электромагнитного излучения контактного взрыва в первую очередь обусловлены гидродинамическими процессами [46, 52, 56, 69, 71, 169, 170, 172]. От характера этих процессов зависит интенсивность гамма-источника. Количество гамма-квантов, образующихся при захвате нейтронов ядрами алюминия и кремния грунта, определяется плотностью грунта, уменьшающейся по мере его разлета. Основным механизмом генерации электромагнитного импульса по-прежнему остается комптоновский. Рассеяние гамма-квантов на молекулах среды приводит к образованию радиального электрического тока комптоновских электронов и к поляризации среды. Комптоновские электроны, в свою очередь, замедляясь, ионизируют среду, в которой текут токи проводимости. Этими процессами обусловлены нестационарные электромагнитные поля, определяемые степенью неизотропности окружающего пространства и самого источника гамма-излучения. Описанный механизм может играть определяющую роль при малых заглублениях (глубина меньше или порядка 10 м), когда происходит взрыв с "выбросом" и определенная часть гамма-квантов выходит в воздушную среду. Расчетам гидродинамических процессов для контактного посвящен раздел 1.2.4 и работа [52].

Для контактного взрыва так же, как и для воздушного, существуют три механизма генерации электромагнитного импульса. В первые мгновения после взрыва из-за естественной асимметрии вылета гамма-квантов источника возникает очень короткий когерентный импульс длительностью ~ 1 мкс (см. раздел 3.2). Следующая стадия развития импульса это некогерентное излучение. Во-первых, длиннопробежное излучение ионизирует воздух далеко впереди фронтов ударной и тепловой волн взрыва. Микроволновое некогерентное излучение возникает за счет торможения заряженных частиц в области частичной ионизации при столкновениях с ионами воздуха (см. гл. 4). Во-вторых,

некогерентное радиотепловое излучение генерируется фронтом сильной ударной волны.

Рассмотрим некогерентное радиотепловое излучение контактного взрыва, обусловленное фронтом ударной волны. Микроволновое излучение лучше всего регистрировать из космоса при помощи спутников. В этом случае потенциальные возможности микроволнового метода контроля существенно повышаются [10]. Поэтому при расчете будем полагать, что наблюдатель расположен на вертикали прямо над взрывом, например, на спутнике. Тогда форму излучателя можно считать сферически симметричной. В развитии газодинамических процессов с точки зрения генерации радиотеплового излучения можно выделить те же три стадии [70, 71, 71], которые были рассмотрены в разделе 5.3.

Вместе с тем следует иметь в виду и особенности электрофизических характеристик области частичной ионизации. Эти особенности связаны с распространением и поглощением проникающего излучения вблизи поверхности земли.

Расчет параметров радиотеплового излучения основывается на результатах решения газодинамической задачи для контактных ядерных взрывов, изложенного в разделе 1.2.4.

Для определения характеристик радиотеплового излучения плазмы необходимы данные о временной зависимости радиуса излучающей среды и профиля температуры. Численное решение газодинамической задачи позволяет найти зависимость радиуса фронта r_{Φ} ударной волны и температуру фронта волны T_{Φ} от тротилового эквивалента взрыва и времени. Примерно до выхода ударной волны во фронт тепловой это решение можно аппроксимировать соотношениями

$$r_{\Phi} = 24q^{0,2}t^{0,4}, \text{ м;}$$

$$T_{\Phi} = 1,5 \cdot 10^3 q^{0,4} t^{-1,2}, \text{ К.}$$

Здесь q — тротиловый эквивалент в килотоннах; t — время в миллисекундах. Момент времени, соответствующий выходу ударной волны во фронт тепловой, связан с тротиловым эквивалентом соотношением

$$\tau = 2,9 \cdot 10^{-5} q^{1/3}, \quad (5.44)$$

где τ — в секундах; q — в килотоннах.

Методика расчета радиотеплового излучения приведена в разделе 5.3. По формулам (5.37), (5.38) рассчитываем радиус излучающей области и радиояркостную температуру, а по ним вычисляем спектральную мощность излучения [172] по формуле (5.42).

На рис. 5.2 приведены результаты расчетов спектральной мощности излучения на длине волны $\lambda = 8,6$ мм для контактного ядерного взрыва (кривая 1) с тротильным эквивалентом $q = 10^4$ кг. Кривая 2 соответствует воздушному взрыву той же мощности и той же длине волны излучения.

Как видно на рис. 5.2, момент времени τ , соответствующий моменту выхода ударной волны во фронт тепловой (см. форм. (5.44)) и, следовательно, максимуму отрицательной производной по времени, достигается при контактном взрыве раньше, чем тот же момент t_1 в случае воздушного взрыва. Для воздушного взрыва $t_1 = 3,5 \cdot 10^{-5} q^{1/3}$. Этот эффект на ранней стадии газодинамического процесса связан с вовлечением в движение при контактном взрыве пара конденсированной среды, что приводит к небольшому уменьшению радиуса фронта ударной волны и значительному снижению температуры газа.

Максимум спектральной мощности излучения контактного взрыва в последней стадии процесса достигается, наоборот, позже, чем воздушного. Это вызвано известным эффектом "удвоения мощности", связанным с перераспределением потока энергии в верхнюю (воздушную) часть пространства при контактном взрыве. Максимальная спектральная мощность при $\lambda = 8,6$ мм достигается к моменту $t_2 = 4,5 \cdot 10^{-3} q^{1/3}$ с и равна

$$P_{\nu max} = 7,8 \cdot 10^{-11} q^{2/3} \text{ Вт/Гц.}$$

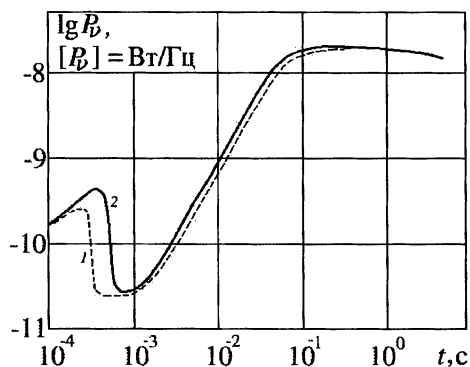


Рис. 5.2: Зависимость спектральной мощности радиотеплового излучения от времени: 1 — контактный взрыв; 2 — воздушный

5.5 Излучение тепловой и ударной волн высотных взрывов

В предыдущих параграфах разработана методика расчета радиотеплового излучения нагретой области, образующейся в среде при значительных выделениях энергии. Эта методика применима для достаточ-

но широкого интервала изменения параметров плазменного образования. Применима она и для расчета радиояркости тепловой и ударной волн высотных взрывов.

Обсудим особенности тепловой и ударной волн высотных взрывов и особенности радиотеплового излучения неоднородной и нестационарной нагретой области, обусловленной распространением тепловой и ударной волн [17, 19, 37, 48, 191, 218]. Особенности газодинамических явлений при высотных взрывах заключаются в следующем.

Развитие взрыва в атмосфере, даже если он в начале сферически симметричен, со временем приобретает двумерный характер. Во-первых — для небольших высот — из-за архимедовой силы, которая через некоторое время приводит к всплыванию нагретого объема с образованием вихревого движения. На больших высотах также через несколько секунд нагретый объем движется вверх, образуя струю, истекающую в верхние слои атмосферы. Во-вторых, при больших выделениях энергии E и больших высотах H размер нагретой области становится сравнимым с приведенной высотой атмосферы, имеющей порядок 5–8 км.

Условно высотные взрывы можно разделить на низковисотные (до 30 км) и взрывы на больших высотах.

Характерные черты низковисотных взрывов — образование ударной волны на фронте тепловой на ранней стадии развития и наличие двух импульсов теплового движения. Расстояние r_{Φ} , на котором образуется ударная волна, оценивается формулой работы [191]:

$$r_{\Phi} = 35(E/4, 2 \cdot 10^{15})^{4/13} \eta^{-7/13}, \text{ м,}$$

где E — энергия взрыва, Дж; η — отношение плотностей воздуха на высотах взрыва и на уровне моря. Эта формула справедлива до высот $H \leq 40$ км; через некоторое время после образования ударной волны движение ее фронта описывается автомодельным решением [6, 40].

С ростом высоты возрастают пробеги излучения. Поэтому, начиная с высот 40 км, излучение даже в стадии тепловой волны нельзя описывать приближением лучистой теплопроводности. В воздухе пониженной плотности перед основной тепловой волной возникают прогретые области с температурой $T \sim 1$ эВ и резким фронтом. Степенной закон зависимости r_{Φ} от энергии для возникающей позже ударной волны справедлив лишь в малом интервале времени.

Таким образом, в случае высотных взрывов гидродинамическое подобие нарушается, начиная с высоты $H = 40$ км. Указанные особенности должны быть учтены при расчете стратосферных и высотных

взрывов. Задача расчета радиотеплового излучения таких взрывов актуальна, поскольку взрывы естественного происхождения, связанные с падением крупных метеоритов и болидов, происходят сравнительно часто. Примеры таких расчетов приведены в следующем параграфе и в главе 7.

5.6 Информативные признаки радиотеплового излучения

Расчеты радиотеплового излучения воздушных взрывов проведены по формулам (5.42), (5.43) для различных длин волн миллиметрового и сантиметрового диапазонов в окнах прозрачности воздуха с использованием данных работы [164].

На рис. 5.3 приведены зависимости радиояркостной температуры от приведенного времени $\bar{t} = tq^{-1/3}$, ($c \cdot \text{кт}^{-1/3}$) на длинах волн излучения $\lambda = 8,6$ мм (кривая 1) и $\lambda = 3,0$ см (кривая 2) в случае атомного взрыва и условий на уровне моря.

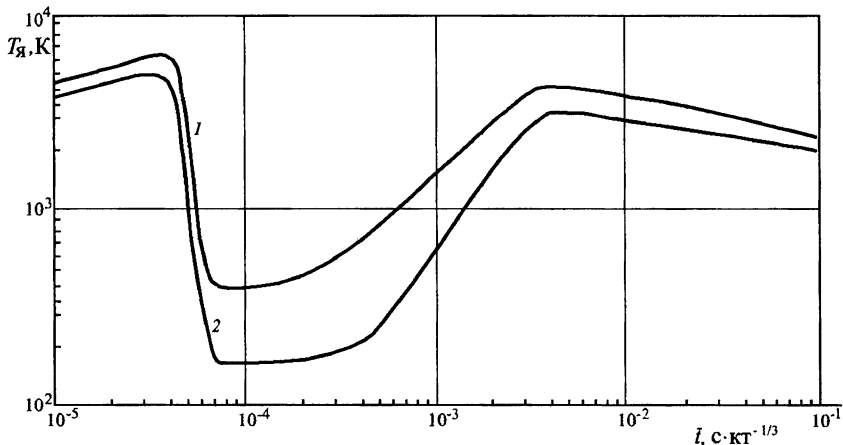


Рис. 5.3: Зависимость радиояркостной температуры от приведенного времени $\bar{t} = tq^{-1/3}$: 1 — $\lambda = 8,6$ мм; 2 — $\lambda = 3,0$ см

На рис. 5.4 представлены соответствующие рисунку 5.3 расчетные зависимости от времени антенной температуры в предположении $S_{ef} \leq \pi r_i^2$ для $q = 1$ кт.

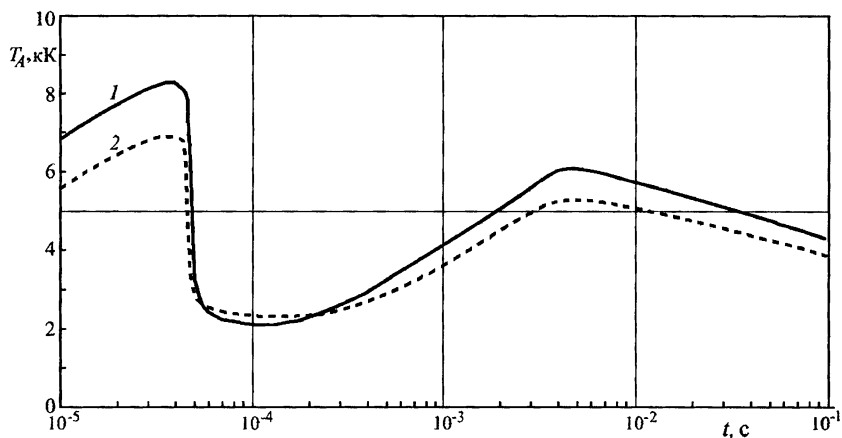


Рис. 5.4: Зависимость антенной температуры от времени для $q = 1$ кт: 1 — $\lambda = 8,6$ мм; 2 — $\lambda = 30$ мм

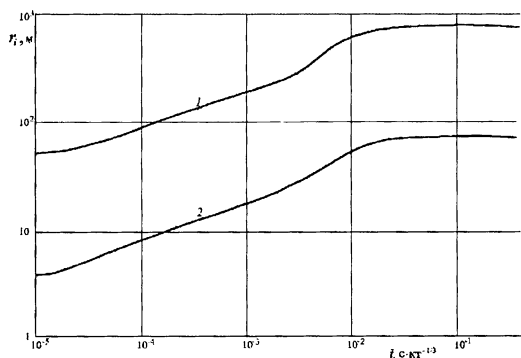


Рис. 5.5: Зависимость от времени радиуса излучающей области для $q = 10^3$ кт (кривая 1) и $q = 1$ кт (кривая 2)

На рис. 5.5 изображены зависимости от времени радиуса излучающей области в случае $q = 10^3$ кт (термоядерный взрыв, кривая 1) и $q = 1$ кт (атомный взрыв, кривая 2).

На рис. 5.6–5.7 приведены расчетные зависимости антенной температуры для длины волны $\lambda = 2,3$ мм, высоты взрыва $H = 10$ км, мощности $q = 10^2$ кт и среднестатистических погодных условий. В расчете приняты следующие значения параметров радиометра. Температура шума $T_{ш}$ К. Диапазон принимаемых частот $\Delta\nu = 0,1\nu$. Время накопления $\tau = 10^{-5}$ с. В этом случае чувствительность по антенной температуре $T_{Amin} \approx 0,3$ К. Кривые рассчитаны по формуле (5.43).

Кривая 1 рис. 5.6 соответствует зависимости антенной температуры от времени при эффективной площади антенны 1 м^2 для наблюдателя, находящегося на расстоянии $R = 50 \text{ км}$ от источника. Сигнал распространяется в тропосфере вдоль приземной (или приводной) трассы. Кривая 2 отличается площадью антенны: $0,1 \text{ м}^2$. Кривая 3 учитывает только вклад радиотеплового излучения (первое слагаемое в формуле (5.43)).

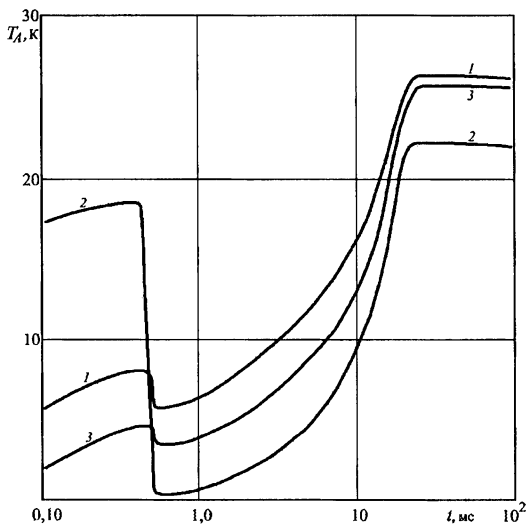


Рис. 5.6: Зависимость антенной температуры от времени при $q = 10^2 \text{ кт}$, $H = 10 \text{ км}$, $\lambda = 2,3 \text{ мм}$, $R = 50 \text{ км}$: 1 — $S_{ef} = 1 \text{ м}^2$; 2 — $S_{ef} = 0,1 \text{ м}^2$; 3 — учитывает лишь вклад радиотеплового излучения

На рис. 5.7 дана зависимость антенной температуры от времени для космической трассы (наблюдение со спутника) и расстояния $R = 200 \text{ км}$ при эффективной площади антенны 1 м^2 .

Проанализируем результаты проведенных расчетов с целью выделения информативных признаков для определения параметров взрыва.

Из рис. 5.2 — 5.7 следует, что примерно до выхода ударной волны во фронт тепловой по мере уменьшения толщины прогретого слоя радиояростная температура растет незначительно. Максимальное значение яркостной температуры зависит от длины волны. Затем, после исчезновения прогретого слоя, радиояростная температура резко падает, что обусловлено резким возрастанием отражения излучения с фронта ударной волны. В данном интервале времени плазменная частота электронов на фронте ударной волны больше частоты излучения. Отметим, что подобное уменьшение интенсивности микроволнового излучения с фронта ударной волны наблюдалось и в экспериментах с ударной трубой при увеличении числа Маха [87].

Наибольшая скорость уменьшения радиояростной температуры воздушных взрывов соответствует моменту времени

$$t_{min} = 4,6 \cdot 10^{-5} q^{1/3} \eta^{-0,7}, \quad (5.45)$$

выраженному в секундах при q в килотоннах.

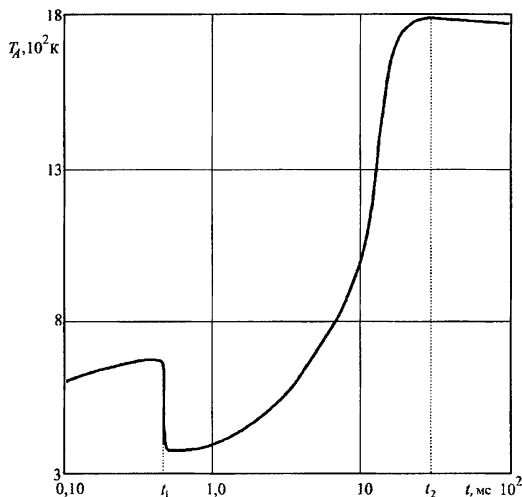


Рис. 5.7: Зависимость антенной температуры от времени при $q = 10^2$ кт для космической трассы, $H = 10$ км, $\lambda = 2,3$ мм, $R = 200$ км, $S_{ef} = 1 \text{ м}^2$

$$t_{max} = 3,6 \cdot 10^{-3} q^{1/3} \eta^{-1/3}, \text{ с}, \quad (5.46)$$

а для $\lambda = 2,3$ мм в момент

$$t_{max} = 3,1 \cdot 10^{-3} q^{1/3} \eta^{-1/3}, \text{ с}. \quad (5.47)$$

Уменьшение радиояростной температуры в более поздние моменты времени связано с уменьшением термодинамической температуры газа в нагретой области до значений ниже 3 кК, при более низких температурах поглощательная способность, а следовательно и излучательная способность падают.

Зависимости от времени радиояростной температуры и радиуса излучающей области позволяют определить спектральную мощность радиотеплового излучения.

Для длины волны $\lambda = 8,6$ мм максимальное значение спектральной мощности

$$P_{\nu max} = 4,9 \cdot 10^{-11} (q/\eta)^{2/3}, \text{ Вт/Гц}, \quad (5.48)$$

В дальнейшем по мере распространения ударной волны и уменьшения радиояростной температуры, а, следовательно, и электропроводности, радиояростная температура, увеличиваясь, достигает максимального значения.

Причем, чем больше частота, тем раньше достигается максимум. При этом плазменная частота становится меньше частоты радиотеплового излучения.

Для длины волны $\lambda = 8,6$ мм максимум достигается в момент времени

а значение спектральной энергии излучения к моменту времени t_{max}

$$E_{\nu} = 0,75 \cdot 10^{-13}(q/\eta), \text{ Дж/Гц}, \quad (5.49)$$

Соответственно для длины волны $\lambda = 2,3$ мм получено

$$P_{\nu max} = 0,68 \cdot 10^{-9}(q/\eta)^{2/3}, \text{ Вт/Гц}, \quad (5.50)$$

$$E_{\nu} = 0,98 \cdot 10^{-12}(q/\eta), \text{ Дж/Гц}, \quad (5.51)$$

Отметим, что характерные времена t_{min} и t_{max} отчетливо выявляются и на зависимости от времени антенной температуры (см. рис. 5.6 и 5.7).

Таким образом, указанные величины являются важнейшими информативными признаками для определения основных характеристик взрывов.

Итак, для антенной температуры в точке наблюдения, расположенной на расстоянии R от места взрыва, в случае воздушных взрывов получено (см. формулу (5.43) и работу [140]) приближенное выражение:

$$T_A = \frac{S_{ef}}{\lambda^2} e^{-B_{\nu} R} \left[\frac{\pi r_i^2}{R^2} T_{Я} e^{-\tau(0)} + 2\pi T_r \int_{x_{min}}^1 (1 - e^{-\tau(x)}) x dx \right], \quad (5.52)$$

Первое слагаемое в формуле (5.52) учитывает вклад в антенную температуру радиотеплового излучения тепловой и ударной волн, т.е. области повышенной ионизации. Размер этой области при взрывах с энергией $E \leq 10^3$ ТДж на высотах $H \leq 30$ км не превышает 10 м. Расчет микроволнового излучения, исходящего из области повышенной ионизации, проведен в предположении, что угловой размер излучающей области много меньше телесного угла диаграммы направленности антенны $\Omega_i/\Omega_A \ll 1$. Здесь Ω_i — телесный угол излучающей области повышенной ионизации, r_i — ее радиус, $T_{Я}$ — ее яркостная температура; $\Omega_A = \lambda^2/S_{ef}$, S_{ef} — эффективная площадь антенны, λ — излучаемая длина волны, B_{ν} — коэффициент ослабления излучения в окне прозрачности воздуха. Методика расчета r_i и $T_{Я}$ приведена в работе [140]. Множитель $\exp[-\tau(0)]$ учитывает ослабление микроволнового излучения при распространении в области частичной ионизации.

Второе слагаемое в формуле (S_{ef}) учитывает вклад микроволнового излучения области частичной ионизации. Здесь T_r — радиационная температура, примерно постоянная в интервале времени $10^{-5} - 10^{-2}$ с,

когда в гамма-излучении преобладают вклады вторичного и осколочного излучений; $x = \cos \theta$; θ — угол между направлением луча и направлением на центр взрыва; $x_{min} = \cos \theta_{max}$; θ_{max} определяется диаграммой направленности антенны; $\tau(x)$ — оптическая толщина области частичной ионизации вдоль луча. Методика расчета $\tau(x)$ и радиационной температуры T_r изложена в работе [37].

На рис. 5.7 был приведен график зависимость антенной температуры от времени для длины волны 2,3 мм, высоты взрыва 10 км и тротилового эквивалента 100 кт. Предполагалось, что радиометр находится на спутнике прямо над местом взрыва, на расстоянии 200 км от него. В этом случае экспоненциальный множитель $\exp(-B_\nu R)$ в формуле (5.52) близок к единице. Расчет проведен для радиометра со временем накопления 10 мкс и эффективной площадью антенны $S_{ef} = 1 \text{ м}^2$. Информативные параметры (5.45)–(5.47), полученные для яркостной температуры и обозначенные на рис. 5.7 как t_1 и t_2 , проявляются и на временной зависимости антенной температуры.

Учет второго слагаемого в формуле (5.52), практически не зависящего от времени, приводит к заметному увеличению антенной температуры на временах $10^{-5} - 10^{-2}$ с, несмотря на частичное поглощение в области частичной ионизации излучения, генерируемого фронтом ударной волны. Кроме того, на поздних временах ($t > 10$ мс) возрастает и вклад первого слагаемого в формуле (5.52), пропорционального квадрату радиуса области повышенной ионизации. Влиянием этих факторов объясняется то, что второй максимум антенной температуры на рисунке гораздо выше первого. На графиках рис. 5.3 яркостная температура радиотеплового излучения была одного порядка в обоих максимумах [140]. А кривая β на рис. 5.6 имеет слабый первый максимум из-за того, что не учтено второе слагаемое формулы (5.52).

В работе [140] было рассмотрено радиотепловое излучение в микроволновом диапазоне от мощного воздушного взрыва, возникающего при падении крупных метеоритов. При расчете спектральной плотности микроволнового излучения учитывались эффекты взаимодействия тепловой и ударной волн взрыва. Мощные природные взрывы в атмосфере — частое явление. Примерно раз в год происходит падение на Землю тел с энергией около 100 ТДж, а метеориты с энергией до 10 ТДж в среднем ежемесячно входят в атмосферу [173]. Так, 18.01.2000 г. и 18.02.2000 г. американскими ИСЗ были зарегистрированы взрывы болидов с энергией 1,1 и 3,6 ТДж соответственно. А самый крупный за первое десятилетие XXI века болид с энергией 4,6 ТДж вошел в атмосферу 23.04.2001 г.

Найдем в окне прозрачности $\lambda = 2,3$ мм значения моментов времени t_1 и t_2 (рис. 5.7) по формулам (5.45), (5.47) для взрыва Витимского болида [174]. Болид взорвался 24 сентября 2002 г. на высоте 30 км и имел энергию $E = 0,86$ ТДж. Оценка энергии сделана американскими спутниками по оптической части излучения. Для высоты взрыва 30 км отношение плотности воздуха к плотности на уровне моря $\eta = 1,5 \cdot 10^{-2}$. Из этих данных получаем моменты времени $t_1 = 0,51$ мс, а $t_2 = 2,5$ мс. Эти информативные параметры вполне могут быть определены радиометрами с постоянными времени в диапазоне 0,1–1,0 мкс и выше. Из анализа формулы (5.52) видно, что за счет дополнительного излучения области частичной ионизации взрывы, сопровождающиеся выбросом гамма-квантов и нейтронов (например, ядерные), могут быть обнаружены по микроволновому излучению на более далеких расстояниях, чем взрывы метеоритов той же мощности.

5.7 Об активном методе регистрации

Рассмотренные особенности радиотеплового излучения, наблюдаемого из космоса, могут быть использованы для обнаружения и идентификации мощных контактных взрывов и дальнейшей разработки метода микроволнового контроля.

Мониторинг атмосферы в микроволновом диапазоне это пассивный метод регистрации и обнаружения взрывов. Наряду с пассивным методом обнаружения взрывов может быть использован и активный микроволновый метод с применением радиолокационных систем (РЛС)[175]. Активные методы широко используются наряду с пассивными для исследования электрофизических свойств атмосферы [10]. Микроволновое излучение радиолокационных станций ослабляется при распространении в области частичной ионизации и в воздухе. При отражении от фронта ударной волны мощность отраженного импульса имеет вид [176]:

$$P_0 = P \frac{\Omega_i}{\Omega_a} \frac{S_{ef}}{4\pi R^2} K_\nu \exp(-2B_\nu R) \exp[-\tau(0)], \quad (5.53)$$

где P — мощность в импульсе РЛС; K_ν — коэффициент отражения при нормальном падении; Ω_i — телесный угол, под которым видна отражающая сфера радиуса r_i из точки наблюдения; остальные обозначения соответствуют формуле (5.52). Выражение (5.53) записано в приближении геометрической оптики.

В начальные моменты времени вследствие плавного изменения электрофизических свойств плазмы на фронте тепловой волны отражен-

ный сигнал отсутствует ($K_\nu \approx 0$). Коэффициент отражения возрастает до значений порядка единицы после выхода ударной волны во фронт тепловой к моменту t_1 , и далее, к моменту t_2 , вновь уменьшается более чем на порядок.

Таким образом, провалу в собственном излучении взрыва в момент t_1 соответствует в отраженной волне максимум мощности. Этот информативный признак может быть использован при активном методе обнаружения для определения параметров взрыва, наряду со временем запаздывания сигнала $\Delta\tau = \frac{2l}{c}$, где l — расстояние от радиолокационной станции до места взрыва.

Область применимости активного метода в основном определяется параметрами РЛС и регистрирующей отраженное излучение аппаратуры.

Оценим мощность отраженного сигнала в случае использования бортовой РЛС WX-50 [175], работающей на длине волны 8,6 мм, имеющей в импульсе мощность $P = 10^5$ Вт, длительность импульса 200 нс, частоту повторения импульсов 2 кГц и ширину диаграммы направленности $\theta = 1,5^\circ$. Примем для оценок $q = 1$ кг, $\exp(-\tau(0)) \approx 1$, $B_\nu = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, $K_\nu \approx 1$, $r_\Phi \approx 10$ м. Из формулы (5.53) в этом случае получаем предельную чувствительность на расстояниях в несколько километров:

$$P_0 \sim P_{min} \approx 10^{-12} \text{ Вт.}$$

Следовательно активный метод регистрации может быть использован для точного определения параметров взрыва на относительно небольших расстояниях.

Глава 6

Компьютерное моделирование процессов излучения

Микроволновая радиометрия приобретает все большее распространение в различных областях науки и техники. Вместе с тем, многие импульсные высокоэнергетические процессы в атмосфере сопровождаются генерацией микроволнового излучения. К таким процессам относятся мощные взрывы, техногенные катастрофы с выбросом радиоактивного излучения, всплески космического рентгеновского и гамма-излучений (например, от солнечных вспышек) и др.

Микроволновый метод регистрации обеспечивает наиболее высокую точность (как и оптический), если излучение регистрируется в пределах прямой видимости, когда сам источник микроволнового излучения находится в пределах “антенного пятна” регистрирующего прибора. Чем выше постоянная времени прибора, тем выше его чувствительность. Однако на практике местоположение и момент возникновения излучающего объекта заранее, как правило, неизвестны. Время существования ионизирующего излучения невелико (до 0,1–1,0 с). Поэтому важно иметь возможность регистрации микроволнового излучения даже в том случае, когда его источник оказывается вне диаграммы направленности регистратора. В целях обнаружения источников ионизирующих излучений естественно производить сканирование пространства в вертикальной и горизонтальной плоскостях лучом радиометра. Для быстрого анализа получаемых при этом микроволно-

вых импульсов удобно иметь банк типичных сигналов, рассчитанных заранее для взрывов разных энергий, конструкций и высот подрыва. В копилку банка должны быть включены формы микроволнового импульса, рассчитанные для разных направлений луча зрения радиометра.

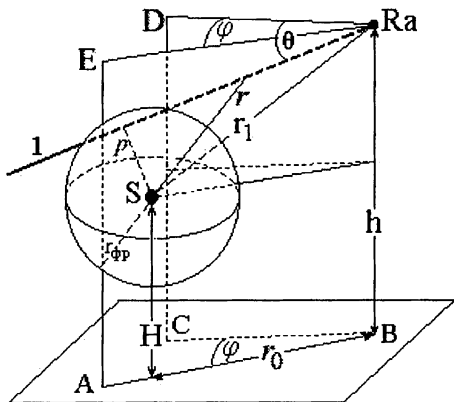


Рис. 6.1: Возможное расположение источника и радиометра

Угол θ считается положительным, если луч зрения расположен над горизонтальной плоскостью. На рис. 6.1 этот угол отрицателен. Сфера радиуса $r_{\text{фр}}$ — граница огненного шара, p — прицельный параметр.

Моделирование процессов газодинамики и процессов происходящих в плазме, имеет давнюю историю. Проблемам моделирования посвящены работы Броуда [45]–[52], группы В.Я. Арсенина и А.Н. Тихонова [99, 123], [177]–[180], диссертации [181], новосибирской группы [182]–[184] и работы группы Е.Л. Ступицкого [185]–[188]. Все указанные работы и многие другие связаны с использованием конечно-разностных методов решения систем дифференциальных уравнений в частных производных. Эти расчеты требуют разработок специальных сеток для интегрирования уравнений в зависимости от целей решаемых задач, очень трудоемки как по затратам времени на разработку сеток, так и на собственно вычисления и требуют интерпретации результата.

В главах 4 и 5 были рассмотрены методики расчета тормозного и радиотеплового излучений, требующие численного решения диф-

На рис. 6.1 приведен пример взаимного расположения источника S (взрыва), радиометра Ra и луча зрения $Ra - 1$. Луч зрения расположен в плоскости $BCD(Ra)$, источник с радиометром — в плоскости $BAE(Ra)$, r_1 — расстояние между источником и радиометром, r — расстояние от источника до точки на луче зрения, в которой определяются параметры плазмы. Угол между плоскостями φ задает положение луча зрения в горизонтальной плоскости, угол θ — в вертикальной плоскости. Угол θ считается положи-

ференциальных уравнений в частных производных. Для унификации расчетов и возможности рассматривать разнообразные варианты задач авторами разработан пакет программ [189, 190, 227, 229, 230, 242, 251], позволяющий моделировать воздушную плазму в области частичной ионизации, образованной длиннопробежным излучением источника (взрыва). В этой главе мы расскажем о принципах построения моделирующего пакета и приведем некоторые результаты расчетов с его помощью.

В основу моделирующего пакета положено исследование взаимодействия ионизирующих излучений взрыва с окружающей средой. Мы не рассматриваем здесь подробно развитие газодинамических процессов. Необходимые сведения об этих процессах и о размерах излучающего огненного шара изложены в гл. 1. и в работах [45]–[53], [191]. Характеристики и типы ионизирующих излучений взяты из классических работ [192]–[194]. В качестве ионизирующих излучений в пакете рассматриваются мгновенное гамма-излучение; вторичное гамма-излучение, обусловленное рассеянием нейтронов; излучение, связанное с захватом нейтронов, и осколочное излучение. Эти виды излучения включены в функцию источника Q , входящую в кинетические уравнения (2.1) ионизированной среды. Система уравнений (2.1) решается методом Рунге-Кутты. Итогом работы пакета являются файлы, содержащие зависимости от времени: концентраций разных групп частиц, электронной проводимости плазмы, коэффициентов поглощения микроволнового излучения, оптической толщины плазмы и яркостной температуры плазменного образования. Перечисленные временные зависимости вычисляются для любых точек на луче зрения (см. рис. 6.1). В пакете предусмотрен вывод содержимого выходных файлов в виде графиков.

Таким образом, пакет позволяет рассчитать структуру микроволнового импульса, обусловленную разными механизмами взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Пакет разработан в исследовательских целях. Однако, при разработке методов микроволнового мониторинга сильных взрывов, он может помочь в создании банка сигналов от различных источников.

6.1 Принципы построения пакета программ

Пакет программ ориентирован в первую очередь на быстрое качественное исследование в диалоговом режиме характеристик плазмы в широком диапазоне изменения параметров задачи. При разумно ограни-

ченных требованиях к точности предпочтение отдано скорее скорости анализа, чем максимальной точности алгоритмов.

Входными параметрами пакета являются (см. рис. 6.2):

- энергия источника (тротиловый эквивалент q);
- высота H источника над поверхностью Земли;
- характерная длина волны микроволнового диапазона λ ;
- угол места θ — угол между лучом зрения (т.е. осью диаграммы направленности приемника) и горизонталью;
- угол в горизонтальной плоскости — угол φ между вертикальной плоскостью, в которой находятся источник и приемник, и вертикальной плоскостью, проходящей через луч зрения;
- эпицентральное расстояние от источника до приемника r_0 ;
- высота h приемника над поверхностью земли;
- величины, характеризующие тип источника, начальный и конечный моменты времени расчета, число расчетных точек по времени и по координате.

Результатами расчета являются зависящие от времени:

- распределение концентраций частиц плазмы вдоль луча зрения (концентрация электронов; концентрация положительных ионов O^+ , O_2^+ , N^+ , N_2^+ ; концентрация положительных ионов NO^+ ; концентрация отрицательных ионов кислорода O_2^- ; концентрация отрицательных ионов O^- , O_3^- ; концентрация нейтральных молекул NO);
- электронная проводимость плазмы;
- коэффициент поглощения микроволнового излучения;
- оптическая толщина плазмы вдоль направления наблюдения;
- яркостная температура плазмы.

По рассчитанным пространственным распределениям концентраций частиц и по распределению яркостной температуры можно определить структуру регистрируемого микроволнового импульса и выделить информативные параметры, позволяющие идентифицировать источник.

```

;      файл констант
;      Общие константы
;
q = 10.    ; энергия источника, кт ( $0.001 \leq q \leq 10000$  кт)
lam = 0.86 ; диапазон длин волн, можно 0.23, 0.86 или 3.0 см
r0 = 100.0 ; расстояние r0 по горизонтали от ист. до набл., км
h = 10.0   ; высота наблюдателя h, км
hei = 1.0  ; высота источника H, км (hei>0.0 km)
t0 = 0.0000001 ; начальный момент времени, мкс, (0 нельзя!!!)
tend = 100.50 ; конечный момент времени, мкс
num = 80.   ; число расчетных моментов времени при постоянном R
nb = 20.0   ; число расчетных значений R
fi0 = 0.0   ; азимут, grad
stepfc = 1.0e6 ; временной интервал между взрывами
teta0 = -5.15 ; vertical angle, grad
;
; 1. Константы для первичного источника Q1.
;
a = 4.942e18 ; множитель перед функцией источника
b = 20.      ; коэффициент внутри временной экспоненты
c = 5.26e-3  ; коэффициент внутри пространственной экспоненты
;
; 2. Константы для вторичного источника Q2
;
df = 8.26e16 ; множитель перед функцией источника
ete = 0.4545 ; коэффициент внутри временной экспоненты
f = 7.874e-3 ; коэффициент внутри пространственной экспоненты
;
; 3. Константы для захватного механизма Q2
;
g = 1.44e13 ; множитель перед функцией источника
ht = 0.167e-4 ; коэффициент внутри временной экспоненты
j = 2.857e-3 ; коэффициент внутри пространственной экспоненты
;
s1 = 0.372e-19 ; множитель перед функцией источника
s2 = 0.372e-7  ; то же, умножено на 1.0e12
ntry = 50.     ; макс. число попыток изменения шага в схеме Рунге
eps = 1.0e-6   ; начальная точность в схеме Рунге
rfin = 0.0     ; конечное расстояние
teta = 88.0    ; угол сканирования в град, отриц. ниже горизонтали
osb = 1.315e18 ; множитель при осколочном источнике
nsi = 40       ; число шагов в схеме Симпсона
nrg = 100      ; число точек оптической толщины
;

```

Рис. 6.2: Один из вариантов входного файла

Созданный для решения этой задачи пакет программ позволяет вычислить электрофизические параметры воздушной плазмы, решить уравнение переноса микроволнового излучения методом, рассмотренным в разделе 5.2, диагностировать плазму микроволновым методом, обнаруживать и классифицировать источники ионизирующих излучений.

6.1.1 Организация пакета

Пакет состоит из программы приема входных параметров задачи и четырех самостоятельных программ, реализующих этапы типового расчета. Отдельной частью в него входит программа графической визуализации результатов [195]. В комплект также может быть включен стандартный редактор текста для корректировки заданий. Вызовы всех программ пакета (и внешних по отношению к пакету программ) производятся из главного меню, управляющего работой всей программы, и из отдельных меню, каждое из которых решает специфические задачи моделирования. Ниже приведена структура управления пакетом:

ГЛАВНОЕ МЕНЮ

- МЕНЮ 1: "РАСЧЕТ ПОЛЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ";
- МЕНЮ 2: "АППРОКСИМАЦИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ";
- МЕНЮ 3: "РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ";
- МЕНЮ 4: "РАСЧЕТ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ".

Главное меню организует работу с пакетом в диалоге под руководством исследователя. Полное задание обеспечивает режим работы, когда выполняются все расчеты по порядку с первого по четвертое меню. Передача данных от меню к меню осуществляется через систему файлов. Выходные файлы предыдущего меню используются как входные для следующего. Однако, оператор может обратиться к любой из частей (этапов) главного меню, используя заранее заготовленные или отредактированные передаваемые файлы, которые будут входными для конкретного этапа расчета. Каждое меню управляет отдельным этапом расчета.

При входе в главное меню читается файл задания, пример которого приведен на рис. 6.2. Затем переключатель главного меню позволяет перейти на работу с любым из следующих частных меню 1—4.

На этапе “Расчет поля концентраций” методом Рунге-Кутты интегрируется система кинетических уравнений (2.1). Этот этап является центральной частью программного пакета. Основное его назначение — расчет поля концентрации электронов и зависящего от нее поля локальных коэффициентов поглощения микроволнового излучения. Кроме концентрации электронов вычисляются концентрации остальных групп частиц, участвующих в процессах рождения и рекомбинации электрон-ионных пар. На этом же этапе вычисляется электронная проводимость плазмы. Все расчетные величины определяются как функции времени для фиксированного набора значений радиуса r — расстояния от источника S до расчетной точки на луче зрения (см. рис. 6.1). Выходные файлы содержат таблицы концентраций шести групп частиц (см. гл. 2 и раздел 6.1), файлы десятичных логарифмов коэффициентов поглощения и электропроводности. Поскольку концентрации частиц и другие параметры плазмы зависят от плотности воздуха, в расчетах используется стандартное распределение температуры и плотности невозмущенной атмосферы по высоте над уровнем моря [196].

Для графического просмотра на экране только что полученных зависимостей из указанных файлов используется программа из работы [195]. Она может вывести на экран до 20 графиков одновременно. Файл концентраций в типичном случае содержит 50—100 таблиц. Он состоит из 5—15 блоков, каждый из которых сформирован при определенном значении параметра r (расстояния между источником и точкой, где определяется концентрация). В каждом блоке содержится 7 столбцов (один столбец — значения аргумента, шесть — значения концентраций разных групп частиц). Такое обилие графиков нельзя просмотреть сразу. Поэтому в программе предусмотрена возможность отсроченного просмотра содержимого файла концентраций с помощью вспомогательной базы данных формата .DBF.

Базу данных можно сформировать по заказу оператора после расчета концентраций. После завершения работы с пакетом программ можно просмотреть любые графики из базы данных. Подробно работа пакета программ с базой данных описана в препринте [195].

В меню 2 главного меню входным файлом является файл десятичных логарифмов коэффициентов поглощения. Центральной частью этапа служит программа-аппроксиматор. Эта программа аппроксимирует двумерную зависимость логарифма коэффициента поглощения $\lg a_{\omega}(r, t)$ от времени и расстояния по серии графиков зависимости $\lg a_{\omega}$ от времени при фиксированных r . Аппроксимация позволяет получить аналитическую непрерывную зависимость $\lg a_{\omega}(t)$ при раз-

ных r , которая будет использована затем для линейной интерполяции коэффициентов поглощения по переменной r . В выходном файле программы-аппроксиматора собраны коэффициенты кусочно-линейной аппроксимации отдельных участков графиков $\lg a_{\omega}(t)$ для каждого значения r .

Первоначальная постановка задачи требовала исследования качественного поведения искомых зависимостей в широком диапазоне изменения параметров задачи в диалоговом режиме при разумно ограниченных требованиях к точности конкретного решения, т.е. ориентировала скорее на быстрые, нежели максимально точные алгоритмы. Это определило предпочтение кусочно-линейной аппроксимации в основных зависимостях. Была разработана процедура, допускающая полностью автоматическое построение аппроксимирующих отрезков при небольшом количестве хранимых коэффициентов. Подробное описание алгоритма аппроксимации приведено в разделе 6.1.3 и работе [189].

В меню 3 (третий этап) содержится расчет оптической плотности плазмы. Происходит интегрирование коэффициентов поглощения вдоль луча наблюдения. При интегрировании используется аппроксимация из предыдущего этапа. Входная информация содержится в файле коэффициентов аппроксимации, на выходе получаем файл с таблицей значений оптической плотности как функции времени.

Последний, четвертый этап предназначен для вычисления в зависимости от времени яркостной температуры, регистрируемой в направлении луча зрения. Он использует файл с таблицей значений оптической плотности, а создает файл с таблицей значений яркостной температуры.

Ниже мы обсудим физическую постановку задач и опишем методу и характер решаемых задач в каждом из этапов.

6.1.2 Расчет поля концентраций

Это первый этап главного меню.

Центральной частью этого раздела является функция, рассчитывающая концентрации частиц в воздухе методом Рунге-Кутты. Решается система кинетических уравнений шестикомпонентной плазмы (2.1) [190]. Функция источника Q в системе уравнений (2.1) зависит от координат, времени и типа источника ионизирующих излучений. Функция источника, содержащая характеристики различного вида гамма-излучений (первичного, вторичного, захватного и осколочного), представляет собой согласно работам [192]–[194] сумму функций следующего вида $\frac{\exp(-t/T)}{T} \cdot \frac{\exp(-r/\lambda)}{r^2\lambda}$. Здесь T — постоянная времени соот-

ветствующего типа ионизирующего излучения, λ — длина свободного пробега излучения, r — расстояние от источника. По вычисленной концентрации электронов рассчитывается проводимость плазмы, эффективная частота столкновений электронов с нейтральными частицами и коэффициент поглощения электромагнитных волн.

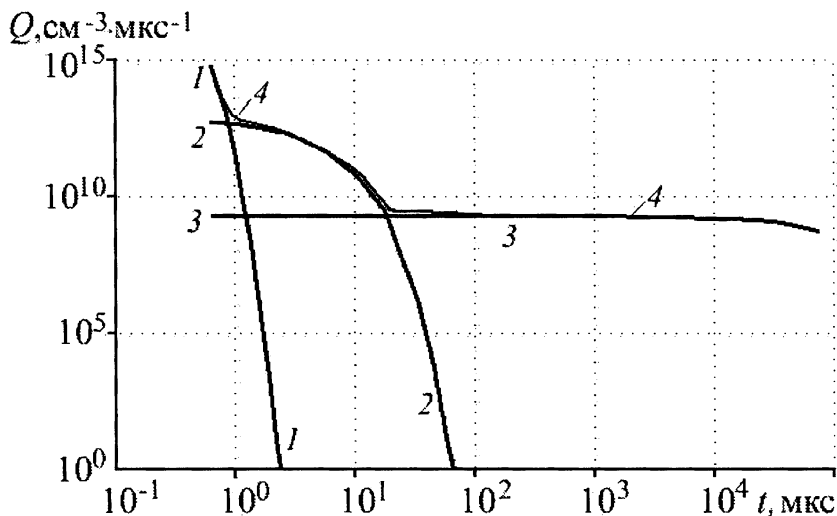


Рис. 6.3: Функция источника для атомного взрыва с тротильным эквивалентом 10 кт, произведенного на высоте 1 км: 1 — мгновенное гамма-излучение; 2 — вторичное; 3 — захватный механизм излучения; 4 — суммарное излучение; $r = 198$ м

На рис. 6.3 приведен в логарифмическом масштабе пример зависимости функции источника Q от времени для атомного взрыва с тротильным эквивалентом 10 кт, проведенного на высоте 1 км, при $t < 10^5$ мкс. Расчет сделан для точки наблюдения, отстоящей от источника (взрыва) на расстояние $r = 198$ м, превышающее радиус огненного шара, достигнутый к моменту $t = 0,1$ с.

Кривая 1 описывает временную зависимость мгновенного гамма-излучения. Постоянная времени мгновенного гамма-излучения порядка 0,05 мкс и уже при $t > 1$ мкс вклад этого излучения в ионизацию воздуха очень мал. Кривая 2 рис. 6.3 изображает зависимость от времени вторичного гамма-излучения, обусловленного неупругим рассеянием нейтронов взрыва в окружающем воздухе. Постоянная времени

этой составляющей ионизирующего излучения около 1 мкс, и вклад ее в ионизацию воздуха ощутим примерно до $t \sim 30$ мкс. Кривая 3 описывает излучение, возникающее при захвате нейтронов окружающим воздухом. Постоянная времени этого процесса велика по сравнению с двумя предыдущими механизмами ионизации. Она имеет порядок сотых долей секунды [194] и зависит от плотности воздуха и, следовательно, от высоты взрыва. Верхняя кривая 4 представляет собой сумму вкладов всех трех видов излучений. На рис. 6.3 не приведено осколочное гамма-излучение, вклад которого на рассматриваемом интервале времени ничтожно мал. Расчеты проведены для окна прозрачности воздуха вблизи длины волны $8,6$ мм.

Система уравнений (2.1) решается методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Используется метод Мерсона, изложенный в работе [197]. Программа завершается по достижении точности, заданной во входном файле (см. рис. 6.2, значение константы ϵ_{ps}). Шаг интегрирования автоматически уменьшается или укрупняется в соответствии с заданной погрешностью расчета. Программа вычисления концентраций является ядром главной программы, предназначенной для вычисления оптической толщины плазменного образования вдоль различных направлений наблюдения и определения яркостной температуры плазмы в микроволновом диапазоне.

На рис. 6.4 в соответствии с файлом задания (рис. 6.2) представлено семейство кривых, изображающих зависимость десятичного логарифма концентрации групп ионов, электронов и молекул от времени для источника ионизирующих излучений с тротильным эквивалентом 10 кт, находящегося на высоте 1 км. Зависимости рассчитаны для точки наблюдения, находящейся на расстоянии $r = 18,8$ м от центра взрыва. Расчеты проведены в окне прозрачности воздуха вблизи длины волны $8,6$ мм.

Концентрация под знаком логарифма на рис. 6.4 измеряется в см^{-3} . Кривая 1 соответствует концентрации группы положительных ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ ; кривая 2 — концентрации электронов; кривая 3 — концентрации отрицательных ионов молекулы кислорода O_2^- ; спустя 20 мкс после взрыва эта концентрация практически совпадает с концентрацией отрицательных ионов озона O_3^- , представленной кривой 4 ; кривая 5 соответствует концентрации положительных ионов NO^+ ; кривая 6 — концентрации нейтральных молекул NO , образовавшихся при взрыве. Для всех групп частиц в момент прихода мгновенного гамма-излучения наблюдается всплеск концентрации, а затем концентрация их быстро падает до некоторого квазистационарного уровня. На кривых $1-5$ рис. 6.4 хорошо видны участки с разными наклонами. Дли-

тельность этих участков обусловлена постоянными времени соответствующих сомножителей функции источника (см. рис. 6.3).

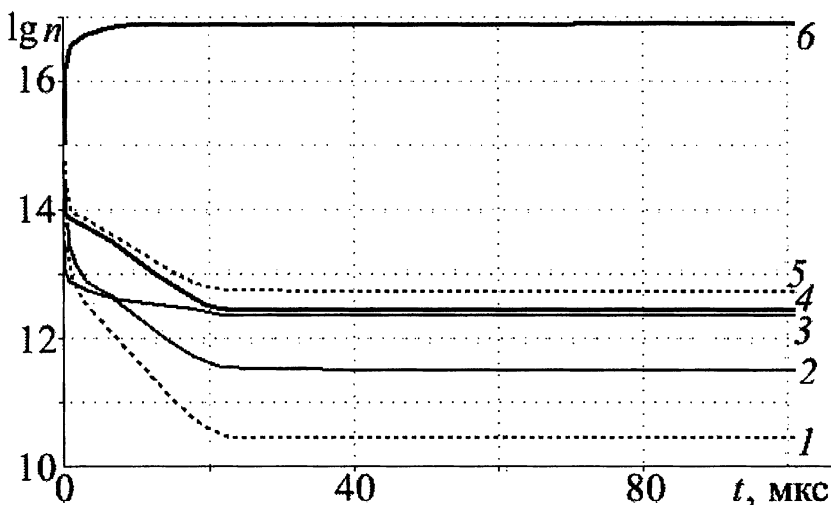


Рис. 6.4: Зависимость логарифма концентрации частиц плазмы от времени: 1 — концентрация группы ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ ; 2 — электронов; 3 — концентрация ионов O_2^- ; 4 — ионов O_3^- ; 5 — ионов NO^+ ; 6 — молекул NO

В работе [37] показано, что при прохождении электромагнитной волны в ионизованном газе вблизи источника основную роль играет электронная проводимость. Для расчета электронной проводимости используется выражение [198] (см. также формулу (2.3)):

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \nu_e}{m_e (\omega^2 + \nu_e^2)} = 2,82 \cdot 10^{-4} \frac{n_e \nu_e}{\omega^2 + \nu_e^2}, \quad (6.1)$$

где ω — круговая частота микроволнового излучения, e и m_e — заряд и масса электрона, n_e — концентрация электронов. Эффективная частота столкновений ν_e электронов с нейтральными частицами на заданной высоте может быть выражена через отношение плотностей воздуха на данной высоте и на уровне моря

$$\nu_e = 1,7 \cdot 10^{11} \eta \sqrt{T/300} \text{ с}^{-1}, \quad (6.2)$$

здесь η и температура воздуха берутся на высоте расчетной точки.

Коэффициент поглощения электромагнитных волн определяется проводимостью ионизованного газа и вычисляется по формуле [199]

$$a_{\omega} = \frac{4\pi\sigma}{c} = \frac{4\pi^2 n_e \nu_e}{m_e c (\omega^2 + \nu_e^2)} = 0,106 n_e \frac{\nu_e}{\omega^2 + \nu_e^2}, \quad (6.3)$$

где c — скорость света.

На рис. 6.5 представлены кривые зависимости проводимости области частичной ионизации от времени при взрыве с тротильным эквивалентом 10 кт на высоте 1 км. Кривая 1 соответствует расстоянию от взрыва $r = 18,8$ м, кривая 2 — $r = 193$ м, кривая 3 — $r = 371$ м и кривая 4 — $r = 550$ м. Расчеты проведены для окна прозрачности воздуха вблизи длины волны 8,6 мм.

Видно, что проводимость высока в первые несколько микросекунд, затем падает в соответствии с убыванием функции источника (см. рис. 6.3), выходя на стационарный уровень спустя 20 мкс после взрыва. Проводимость под знаком логарифма измеряется в $(\text{Ом см})^{-1}$.

На рис. 6.6 приведен пример расчета коэффициента поглощения электромагнитных волн с длиной волны 8,6 мм в области частичной ионизации при $q = 10$ кт на высоте 1 км в тех же точках, что и на рис. 6.5. Коэффициент поглощения под знаком логарифма измеряется в см^{-1} .

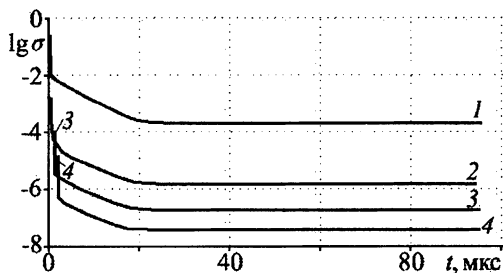


Рис. 6.5: Зависимость проводимости области частичной ионизации от времени для взрыва $q = 10$ кт на высоте 1 км: 1 — $r = 18,8$ м; 2 — $r = 193$ м; 3 — $r = 371$ м; 4 — $r = 550$ м

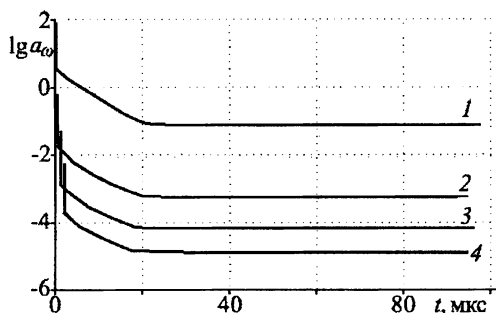


Рис. 6.6: Зависимость логарифма коэффициента поглощения от времени для взрыва $q = 10$ кт на высоте 1 км: 1 — $r = 18,8$ м; 2 — $r = 193$ м; 3 — $r = 371$ м; 4 — $r = 550$ м в области частичной ионизации при $q = 10$ кт на высоте 1 км в тех же точках, что и на рис. 6.5. Коэффициент поглощения под знаком логарифма измеряется в см^{-1} .

При интегрировании системы уравнений (2.1.) изменение плотности воздуха и температуры с высотой вычисляются в соответствии с рекомендациями работы [196]. При этом во всем интервале используемых высот (от нуля и до 200 км) мы провели кусочную интерполяцию таблиц работы [196] экспоненциальными функциями.

6.1.3 Аппроксимация коэффициентов поглощения

Процесс распространения электромагнитного излучения в ионизированном воздухе зависит от оптической толщины плазмы. Последняя зависит от коэффициента поглощения электромагнитных волн. Для расчета оптической толщины воздушной плазмы необходимо проинтегрировать коэффициент поглощения вдоль луча зрения. На предыдущем этапе расчета мы получили поле коэффициентов поглощения в виде небольшого числа таблиц для нескольких радиусов r и большого числа моментов времени t (см. например, рис. 6.6). В процессе интегрирования нам потребуется значительно большее количество отсчетов оптической толщины в точках, определяемых требуемой точностью интегрирования по r , и в моменты времени, нужные для выходной таблицы. Мало вероятно, что и некоторые точки совпадут с точками таблицы входного файла. Поэтому естественно использовать аппроксимацию полученных ранее решений подходящими гладкими функциями.

Аппроксимация проводится в два приема.

Обратимся к рис. 6.6. Сначала для каждого первоначально выбранного расстояния r исходные логарифмические зависимости аппроксимируем ломаными. Тем самым обеспечивается возможность определения приближенных значений оптической плотности для всех моментов времени t . Затем для произвольного значения r и выбранного момента времени t проводится кусочно-линейная интерполяция по r значений, вычисленных для этого момента времени при базовых расстояниях r . На стадии аппроксимации коэффициентов поглощения программа определяет разбиение первоначальной кривой на сегменты, обеспечивающие удовлетворительную аппроксимацию и находит константы отрезков. Результатом работы программы является таблица границ сегментов независимой переменной t и констант аппроксимирующих отрезков для базовых значений расстояния r .

Исходная кривая не является монотонной и содержит участки, заметно отличающиеся по наклону. Кроме того, возможны отдельные

случайные выбросы вследствие дискретности значений аргумента и специфики решений системы кинетических уравнений (2.1). Это определило выбор непараметрической линейной регрессии [201] в качестве метода оценки локального наклона кривой и медианных фильтров для дополнительного сглаживания [202].

Процедура аппроксимации зависимости коэффициента поглощения от времени состоит из нескольких этапов.

1) Дифференцируем по времени решение системы (2.1) при фиксированном r с помощью непараметрической регрессии [201] не менее, чем по пяти точкам. Использование регрессии, тем более непараметрической, — эффективный метод избавления от “шума”. Преимущество непараметрической регрессии состоит в том, что она исключает из обработки далеко выпадающие точки.

2) Во всем диапазоне значений аргумента t выделяем по знаку производной сегменты, внутри которых функция $f(r, t)$ ведет себя монотонно. Нули производной (экстремумы функции) не входят ни в один сегмент. Сегмент содержит подряд все точки одного знака производной. Первая же смена знака обрывает сегмент. Сегменты не обязаны соприкасаться друг с другом. Между ними могут быть зазоры в несколько точек, где $f(r, t)$ имеет экстремумы или резкие (не физические) скачки, возникшие вследствие случайных неустойчивостей в решении системы (2.1).

3) В каждом сегменте выделяем субсегменты по их относительной крутизне. Для этого отыскиваем максимум модуля производной на сегменте. Умножая этот максимум на шкальные коэффициенты (лежащие в пределах от 0 до 1), получаем пороговые значения модуля производной для разделения сегмента на субсегменты. Расположенные подряд точки функции $f(r, t)$, в которых модуль производной лежит между соседними пороговыми значениями, образуют субсегмент. Субсегменты не обязаны соприкасаться друг с другом. В зазоре между ними может находиться несколько точек.

4) На каждом субсегменте функция $f(r, t)$ аппроксимируется линейной зависимостью $a + bt$, константы a и b которой накапливаются в специальном файле. В каждом зазоре между субсегментами “потерявшиеся” точки аппроксимируются отрезками прямой тем же методом непараметрической регрессии. Иерархия сегментов и субсегментов образует устойчивый “каркас” кривой по отношению к “шуму”. Если в зазоре точек нет (субсегменты соприкасаются), концы субсегментов соединяются прямой.

Программа аппроксимации использует таблицу значений функций, найденных при решении системы (2.1), размещенную в файле логарифмов коэффициентов поглощения.

При автоматической аппроксимации временной зависимости коэффициента поглощения предусмотрена возможность просмотра каждого графика в процессе аппроксимации. Исходно по умолчанию установлен режим без просмотра графиков.

Шкальные коэффициенты для разбиения области значений аргумента на субсегменты задачи в специальном конфигурационном файле. Если при просмотре графиков оператора не удовлетворяет качество аппроксимации, число субсегментов можно увеличить, добавив новые шкальные коэффициенты в этот файл, после чего перезапустить программу.

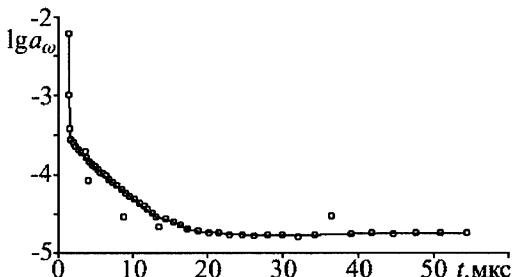


Рис. 6.7: Результат аппроксимации временной зависимости коэффициента поглощения

Рис. 6.7 иллюстрирует работу программы-аппроксиматора. Кружками изображены значения логарифма коэффициента поглощения, полученные при решении системы (2.1). Сплошной линией представлена аппроксимирующая кривая. Этот график соответствует взрыву с тротиловым эквивалентом 2,5 кт на высоте 1 км. Расчет сделан в точке, находящейся прямо над взрывом на расстоянии $r = 200$ м от его центра. Видно, что программа аппроксимации игнорирует случайные выбросы.

6.1.4 Расчет оптической толщины плазмы

Расчет оптической толщины плазмы необходим для вычисления яркостной температуры. Кроме того, знание оптической толщины полезно само по себе. Если плазма оптически толстая ($\tau_0 \gg 1$), микроволновое излучение заперто внутри ионизованной области, и яркостная температура практически равна радиационной температуре плазменного образования. В случае источников ионизирующих излучений, находящихся на большой высоте, оптическая толщина плазмы обычно мала (на временах порядка нескольких десятков мкс и более после

возникновения источника). В оптически тонкой плазме ($\tau_0 \ll 1$) радиояркая температура области генерации микроволнового излучения пропорциональна ее оптической толщине.

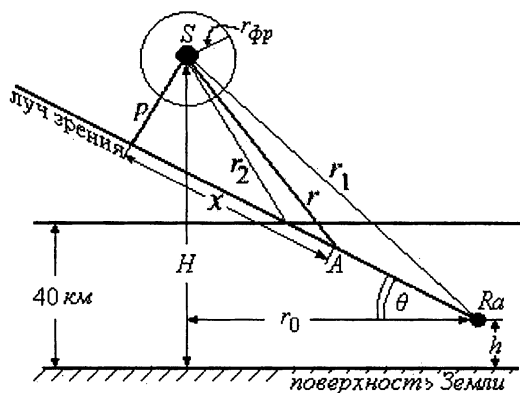


Рис. 6.8: Геометрия задачи в вертикальной плоскости

Параметры плазмы вычисляются в произвольной точке луча на расстоянии r от источника.

В главе 4 мы уже говорили об оптической толщине плазменного образования (см. формулу (4.13)). В общем случае полная оптическая толщина вдоль луча зрения имеет вид

$$\tau_0(t) = \int_{x_1}^{x_2} a_\omega(x, t) dx = \int_{r_1}^{r_2} \frac{a_\omega(r, t) dr}{\sqrt{1 - p^2/r^2}}. \quad (6.4)$$

Здесь p — прицельный параметр (рис. 6.8), r_1 и r_2 — координаты границ частично ионизированной плазмы на луче зрения. Для луча зрения произвольного направления с прицельным параметром p в формуле (6.4) введена координата x точки A вдоль луча (см. рис. 6.8).

Для расчета оптической толщины плазмы вдоль луча зрения по формуле (6.4) в программе используется таблица констант всех субсегментов, полученная на шаге аппроксимации зависимостей коэффициентов поглощения от времени. Строим при фиксированных значениях $t = \text{const}$ сечения кривых $f(r, t) = \lg(a_\omega(t))$ и получаем для каждого момента времени набор точек, определяющий зависимость коэффициента поглощения от расстояния. По этому набору и производится пространственное интегрирование. Между узлами сетки значений па-

Пусть для простоты луч зрения, источник и радиометр лежат в одной вертикальной плоскости (рис. 6.8). Угол $\varphi = 0$. Источник S ионизирующих излучений находится на высоте H над поверхностью Земли на высоте, превышающей 40 км. Радиометр расположен на произвольной высоте h . Угол места θ считается положительным, если луч зрения проходит выше горизонта. На рис. 6.8 этот угол положи-

телен.

раметра r используется линейная интерполяция функции $f(r, t)$. При интегрировании использован метод Симпсона. Оптическая толщина зависит от величины коэффициента поглощения, которая в свою очередь пропорциональна электронной концентрации (6.3). Эффективная частота соударений (6.2) зависит от плотности воздуха и его температуры. Если наблюдение ведется на высоте плазменного образования (например, радиометр установлен на самолете, совершающем полет на той же высоте), частота соударений (6.2) остается постоянной. Поэтому яркостная температура повторяет характер зависимости от времени концентрации электронов. В случае, когда размер “антенного пятна” много меньше размеров плазменного образования, можно антенную температуру плазмы считать равной яркостной. Измерения микроволновыми радиометрами яркостной температуры воздушной плазмы могут дать информацию о характере зависимости от времени электронной концентрации плазмы.

Таким образом, оказывается возможной диагностика плазмы с помощью измерения ее радиояркостной температуры [21].

На рис. 6.9 приведен пример зависимости оптической толщины вдоль луча зрения регистратора, находящегося прямо над местом взрыва, для источника с энергией 10,5 ТДж, расположенного на высоте 1,0 км над

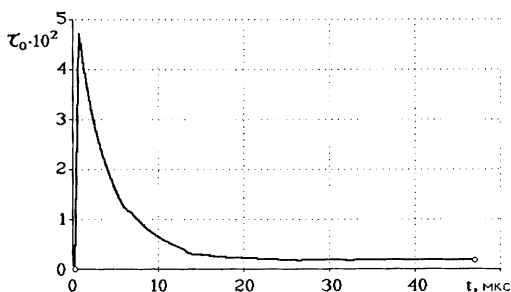


Рис. 6.9: Зависимость оптической толщины плазмы от времени для взрыва $q = 10,5$ кт на высоте 1 км

уровнем моря. Кривая имеет острый максимум вблизи $t = 2-3$ мкс. На временах, превышающих 10 мкс, оптическая толщина изменяется очень медленно, оставаясь значительно больше единицы ($\tau_0 \gg 10$). Следовательно, в течение десятков микросекунд плазма в выбранном направлении представляет собой оптически толстое тело. Расчет сделан вдоль вертикального луча зрения радиометра, находящегося прямо над взрывом.

На рис. 6.10 изображена зависимость от времени оптической толщины плазмы вдоль луча зрения наблюдателя, находящегося на поверхности земли в эпицентре взрыва. Тритиловый эквивалент взрыва

равен 20 кт, взрыв произведен на высоте 30 км над землей. Эта кривая также имеет острый максимум вблизи $t = 10$ мкс. Высота максимума

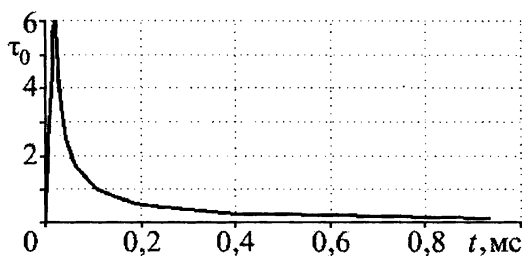


Рис. 6.10: Зависимость оптической толщины плазмы от времени для взрыва $q = 20$ кт на высоте 30 км

почти в 100 раз ниже, чем на рис. 6.9. Кривая рис. 6.10 рассчитана вплоть до момента времени $t = 0,9$ мс. Начиная примерно со 100 микросекунд и далее, оптическая толщина плазмы мала (много меньше единицы). Следовательно, при $t > 100$ мкс плазма представляет собой оптически тонкое тело.

6.1.5 Методика расчета радиояркой температуры воздушной плазмы

Обратимся снова к рис. 6.8. Гамма-кванты с энергией порядка 1 МэВ от высотных и космических источников (для которых $H > 40$ км) рассеиваются в атмосфере в слое, находящемся на высотах 20—40 км. В слое образуется область частичной ионизации со степенью ионизации α ($\alpha \ll 1$). Огненный шар источника представляет собой область повышенной ионизации ($\alpha \gg 1$) — плазменное облако, имеющее конечные размеры (на рис. 6.8 это область с радиусом $r_{\text{фр}}$). Если источник находится в нижней атмосфере ($H < 40$ км), то огненный шар окружен областью частичной ионизации. При любых положениях источника область частичной ионизации расположена всегда ниже 40 км.

Задача расчета — определение радиояркой (далее для краткости просто яркой) температуры воздушной плазмы в микроволновом диапазоне и установление связи между яркой температурой и характеристиками источника. Уравнение переноса излучения можно использовать для интервала времени, когда можно пренебречь изменениями параметров плазмы за время распространения излучения. В нашей работе этому условию удовлетворяет интервал времени $T \geq 1$ мкс. Яркая температура $T_{\text{я}}$ определяется из решения уравнения переноса [20, 37, 140]. Если луч пересекает только область

частичной ионизации, то

$$T_{Я1}(t) = \int_0^{\tau_0(t)} T_r \eta \exp(-\tau) d\tau, \quad (6.5)$$

где T_r — радиационная температура; $\eta = \rho' / \rho_0$; ρ' — плотность воздуха на заданной высоте; ρ_0 — плотность воздуха на уровне моря; τ — оптическая толщина ($d\tau = a_\omega dx$); x — координата вдоль луча зрения; τ_0 — полная оптическая толщина плазмы вдоль луча; $a_\omega(x, t)$ — коэффициент поглощения среды на частоте ω .

Если луч проходит через область повышенной ионизации, локализованной вблизи источника, то яркостная температура имеет вид

$$T_{Я}(t) = T_f \exp[-\tau_0(t)] + T_{Я1}, \quad (6.6)$$

где T_f — радиационная температура области повышенной ионизации. Радиационная температура рассчитана в работе [140] и представлена сплошной кривой 1 на рис. 6.11. Она зависит от времени, энергии и типа источника. Для разных типов источников эта функция приведена в главе 5. Аргумент z на рис. 6.11 имеет вид $z = \lg \left[t \left(\frac{E}{4,2} \right)^{-1/3} \right]$, где t — время в секундах, а E — энергия источника в ТДж.

В момент взрыва от места выделения энергии распространяется тепловая волна. По мере уменьшения скорости фронта тепловой волны за ее фронтом вследствие градиента давлений формируется ударная волна, догоняющая фронт тепловой. При уменьшении толщины прогреваемого тепловой волной слоя, заключенного между фронтами, радиационная температура возрастает. Максимальное значение T_f зависит от длины волны излучения. Выход ударной волны во фронт тепловой и исчезновение прогреваемого слоя сопровождается резким уменьшением температуры. По мере дальнейшего распространения ударной волны уменьшается температура газа за ее фронтом, падает проводимость,

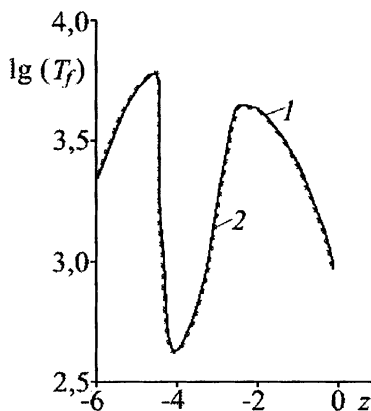


Рис. 6.11: Зависимость радиационной температуры от времени в полулогарифмическом масштабе

а значение спектральной мощности нагретой области проходит через максимум. В момент достижения максимума излучение фронта ударной волны эквивалентно излучению абсолютно черного тела. Момент времени, соответствующий максимуму зависит от частоты излучения. При этом плазменная частота электронов становится меньше частоты микроволнового излучения (см. гл. 5).

Радиационная температура в программном пакете представлена кусочно-гладкой аппроксимацией, полученной методом, изложенным в работе [200]. Например, для атомного взрыва с тротильным эквивалентом 1 кт (энергия 4,2 ТДж) в окне прозрачности вблизи $\lambda = 8,6$ мм (это прологарифмированная кривая 1 рис. 5.3) аппроксимация имеет вид

$$\begin{aligned} \lg T_f = & U(-z - 4, 3) [3, 8 - 0, 17(z + 4, 3)^2] + \\ & + U(-z - 4, 2)U(z + 4, 3)[-14 - 4z] + \\ & + U(-z - 2, 75)U(z + 4, 2) [2, 62 + 0, 5(z + 4, 1)^2] + \\ & + U(-z - 2, 6)U(z + 2, 75)[5, 9 + 0, 87z] + \\ & + U(z + 2, 6) [3, 65 - 0, 13(z + 2, 4)^2]. \quad (6.7) \end{aligned}$$

Здесь $U(z)$ — симметричная единичная функция:

$$U(z) = \begin{cases} 0, & z < 0; \\ \frac{1}{2}, & z = 0; \\ 1, & z > 0. \end{cases}$$

Аппроксимация (6.7) изображена на рис. 6.11 пунктирной кривой 2. Из формул (6.4)—(6.6) следует, что для решения задачи необходимо определить зависимость коэффициента поглощения от координаты и времени, найти величину прицельного параметра p , определить границы r_1 и r_2 области частичной ионизации на луче зрения, вычислить оптическую толщину (6.4) и затем яркостную температуру (6.5) или (6.6). Выбор формулы расчета (6.5) или (6.6) диктуется величиной прицельного параметра p (см. рис. 6.1). Если $p < r_{\text{фр}}$, где $r_{\text{фр}}$ — радиус фронта ударной волны (считаем, что величина этого радиуса является оценкой радиуса области повышенной ионизации, т.е. огненного шара), то яркостная температура должна рассчитываться по формуле (6.6). Если же $p \geq r_{\text{фр}}$, будем принимать во внимание только область частичной ионизации. Тогда справедлива формула (6.5).

Перейдем в формуле (6.5) к интегралу по переменной r (см. рис. 6.1), используя формулу (6.4)

$$T_{Я1}(t) = \int_{r_1}^{r_2} T_r \eta(r) \frac{a_\omega(r, t)}{\sqrt{1 - p^2/r^2}} \exp \left[- \int_{r_1}^r \frac{a_\omega(\xi, t) d\xi}{\sqrt{1 - p^2/\xi^2}} \right] dr. \quad (6.8)$$

Удобнее интегрировать вдоль луча зрения, в последнем случае формула для яркостной температуры принимает вид

$$T_{Я1}(t) = \int_0^{x_{max}} T_r \eta(x) a_\omega(x, t) \exp \left[- \int_0^x a_\omega(\xi, t) d\xi \right] dx. \quad (6.9)$$

В этих формулах координаты r_1 и r_2 принадлежат поглощающей области, расположенной ниже 40 км. В формуле (6.9) нижний предел $x = 0$ — начало координат на луче в точке, где расположен радиометр. Верхний предел интегрирования x_{max} определяется геометрией задачи. В работе [189] расчет полной оптической толщины проводился с помощью программы, реализующей интегрирование по методу Симпсона. Для сокращения времени интегрирования подынтегральная функция для каждого аргумента r вычислялась с помощью аналитических выражений, полученных путем аппроксимации значений коэффициентов поглощения $a_\omega(r, t)$. Здесь мы используем аналогичную методику. При вычислении полной оптической толщины по формуле (6.4) сохраним в виде таблицы промежуточные частичные суммы. Тогда интеграл, стоящий в аргументе экспоненты формулы (6.8), рассчитаем по таблице методом интерполяции. Окончательный интеграл снова берем методом Симпсона.

6.2 Геометрическая классификация задач

Положение границ интегрирования вдоль луча зрения существенно зависит от положения источника и наблюдателя. Если источник расположен в нижней атмосфере (ниже 40 км), то область повышенной ионизации — огненный шар — находится внутри области частичной ионизации. В этом случае положение границ интегрирования зависит от того проходит ли луч зрения сквозь шар или минует его, проходит ли он через область частичной ионизации или нет. Когда источник находится в верхней атмосфере или в магнитосфере ($H > 40$ км), пределы интегрирования ограничивают только ту часть луча зрения,

которая расположена ниже 40 км, поскольку интенсивное поглощение гамма-излучения происходит на высотах 20–40 км. Исключением является случай, при котором луч зрения целиком лежит выше 40 км: радиометр находится выше 40 км и угол места положителен ($\theta \geq 0$). В этом случае радиометр регистрирует источник ионизирующих излучений, только если его антенна направлена прямо на источник (луч зрения пересекает область повышенной ионизации). В последнем случае зависимость яркостной температуры от времени определяется только радиационной температурой T_f области повышенной ионизации в формуле (6.6).

Вычислим расстояние между источником и радиометром, используя величины, заданные во входном файле (см. рис. 6.2):

$$r_1 = \sqrt{r_0^2 + (h - H)^2}. \quad (6.10)$$

Рассмотрим сначала ситуацию (рис. 6.12), когда луч зрения $A-Ra$ расположен горизонтально. К таким ситуациям отнесем все значения угла места, удовлетворяющие условию $\theta < \theta_{min} = 1,7 \cdot 10^{-17}$ рад. Определим прицельный параметр p луча зрения и угол β между лучом зрения и направлением r_1 (см. рис. 6.12 и 6.13).

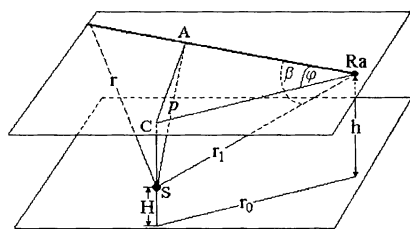
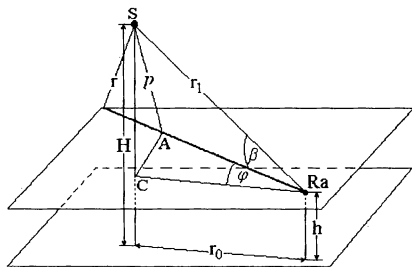


Рис. 6.12: Луч зрения горизонтален и $h < H$

Рис. 6.13: Луч зрения горизонтален и $h > H$

Из рис. 6.12 и 6.13 следуют простые формулы для p и β :

$$\begin{aligned} AC &= r_0 \sin \varphi; \\ A(Ra) &= r_0 \cos \varphi; \\ p &= \sqrt{(AC)^2 + (h - H)^2}; \end{aligned} \quad (6.11)$$

$$\beta = \arccos \frac{r_1^2 + (A(Ra))^2 - p^2}{2r_1 A(Ra)}. \quad (6.12)$$

Выделим очевидные ситуации, когда нет микроволнового излучения вдоль луча зрения.

1). Источник S расположен выше 40 км над поверхностью Земли, радиометр оказался тоже выше 40 км, а угол места $\theta > \theta_{min}$. Так как на этих высотах пробег гамма-излучения велик, область частичной ионизации практически не образуется. Только, если прицельный параметр меньше радиуса области повышенной ионизации, следует рассчитывать непосредственно радиационную температуру T_f в соответствии с формулой (6.7) или с соответствующей ей в случае источника иного типа (см. гл. 5).

2). Источник S расположен ниже 40 км, радиометр оказался выше 40 км, а угол места $\theta > \theta_{min}$. В этом случае луч зрения не пересекает области ионизации, и яркостная температура источника равна нулю (существует только фоновая).

Все остальные конфигурации требуют отдельного рассмотрения.

6.2.1 Источник ионизирующих излучений ниже 40 км

Оценка размеров области повышенной ионизации

Рассмотрим сначала источник, расположенный на высоте $H \leq 20$ км. При энергии источника $E \geq 4,2$ ТДж, согласно работам [19, 191], радиус фронта ударной волны оценивается формулой

$$r_{фр} = 19,2 \left(\frac{E}{4,2\eta} \right)^{0,21} t^{0,36} \text{ м}, \quad (6.13)$$

и область повышенной ионизации можно приближенно считать сферической на протяжении первой секунды после взрыва [1]. Энергия источника в формуле (6.13) измеряется в ТДж, а время t в миллисекундах. Параметр η определен в формуле (6.5). На рис. 6.14 построены графики зависимости $r_{фр}$ от высоты источника для момента времени $t = 1$ мс и высот, превышающих 20 км. В расчете использован параметр η , соответствующий высоте источника. Кривая 1 соответствует энергии источника $E = 84$ ТДж, кривая 2 — энергии $E = 4,2 \cdot 10^3$ ТДж.

Из рис. 6.14 видно, что до высоты взрыва 40 км размер области повышенной ионизации гораздо меньше самой высоты взрыва и почти

не превышает 300 м на высоте 40 км. Изменение параметра η по высоте на расстоянии удвоенного радиуса $r_{\text{фр}}$ не превышает 5% согласно работе [196]. Поэтому будем далее пренебрегать асимметрией фронта

ударной волны, полагая формулу (6.13) пригодной для оценки среднего радиуса области повышенной ионизации на высотах H , меньших 40 км.

Формула (6.13) справедлива лишь до высот $H \leq 40$ км, поскольку с дальнейшим ростом высоты увеличиваются пробеги излучения и нарушается режим лучистой теплопроводности. Через некоторое время после образования ударной волны ее фронт подчиняется автомодельному решению

[6, 37, 40].

О фоновой концентрации электронов

Согласно справочнику [203] в обычных условиях (т.е. при отсутствии искусственных источников ионизирующих излучений) вблизи поверхности Земли рождается за 1 с в 1 см^3 от 1 до 10 ионизированных частиц за счет космического излучения и естественной радиоактивности грунта. Будем считать в связи с этим, что фоновая (естественная) концентрация электронов имеет порядок 1 электрон в 1 см^3 , или 10^6 электронов в 1 м^3 . Поэтому при вычислении концентрации электронов вдоль луча между точками с координатами r_1 и r_2 счет прекращается, если число электронов, созданных источником ионизирующих излучений, меньше фона, то есть $n_e < 10^6 \text{ м}^{-3}$. Сохраним это ограничение вплоть до высот 40 км.

Определение границ интегрирования

Рассмотрим различные взаимные положения источника, радиометра и луча зрения. От их взаимного расположения зависит выбор границ r_1 и r_2 интегрирования вдоль луча зрения в формуле (6.8).

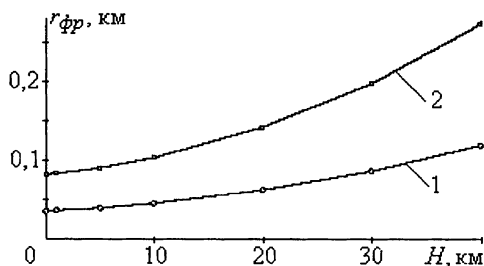


Рис. 6.14: Зависимость радиуса области повышенной ионизации от высоты источника; 1 — $E = 84$ ТДж; 2 — $E = 4,2 \cdot 10^3$ ТДж

1). Радиометр расположен ниже 40 км, а угол места отрицателен

Пусть высота наблюдателя (Ra) < 40 км (рис. 6.15). Найдём расстояние r_2 от источника до точки пересечения луча зрения 1 с поверхностью Земли.

Из рис. 6.15 следует:

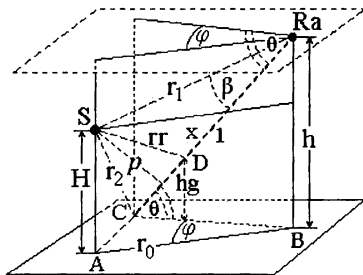
$$CB = h \operatorname{ctg} |\theta|;$$

$$AC = \sqrt{CB^2 + r_0^2 - 2CB r_0 \cos \varphi};$$

$$r_2 = \sqrt{H^2 + AC^2} \quad (6.14)$$

длина луча 1

$$C(Ra) = \sqrt{h^2 + CB^2}.$$



С другой стороны расстояние r_2 можно выразить из косоугольного треугольника $CS(Ra)$ Рис. 6.15: Геометрия расчета при $h \leq 40$ км и $\theta < 0$

$$r_2^2 = r_1^2 + [C(Ra)]^2 - 2[C(Ra)]r_1 \cos \beta,$$

откуда находим угол

$$\beta = \arccos \frac{r_1^2 + [C(Ra)]^2 - r_2^2}{2r_1 C(Ra)} \quad (6.15)$$

и прицельный параметр

$$p = r_1 \sin |\beta|. \quad (6.16)$$

Расстояние r_1 определяется формулой (6.10). Если $r_1 < r$ (радиометр оказался внутри области повышенной ионизации, где очень высока температура), нет смысла проводить расчеты. В этом случае появится сообщение “Радиометр сгорел”.

Введем координату вдоль луча ($x = D(Ra)$), отсчитываемую от радиометра Ra . Тогда текущее расстояние rr от источника S до произвольной точки луча с координатой x будет иметь вид

$$rr^2 = r_1^2 + x^2 - 2xr_1 \cos \beta, \quad (6.17)$$

где координата x с заданным шагом может изменяться от значения $x = 0$ до значения $x_{max} = C(Ra)$, где $C(Ra)$ — полная длина луча зрения (см. рис. 6.15).

Высота текущей точки луча над поверхностью Земли равна (напомним, что $\theta < 0$)

$$hg = x \sin \theta + h. \quad (6.18)$$

Это значение высоты hg используется в программе для определения плотности воздуха в каждой точке луча.

Если прицельный параметр p удовлетворяет условию $p \geq r_{\text{фр}}$, величины r_1 и r_2 являются искомыми пределами интегрирования в формуле (6.8) для данной конфигурации. В этом случае расчет проводится вдоль всего луча, пока электронная концентрация не снизится до фоновой, а яркостная температура является температурой (6.5) только области частичной ионизации.

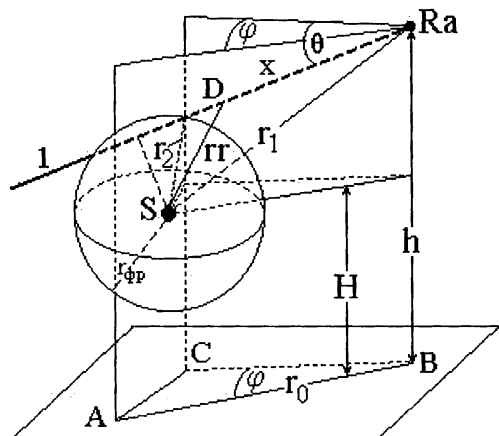


Рис. 6.16: Луч зрения пересекает область повышенной ионизации

2). Радиометр расположен ниже 40 км, а угол места положителен

Пусть теперь угол места положителен: $\theta > 0$. В этом случае вторая граница r_2 на луче зрения определяется расстоянием от источника до точки пересечения луча зрения с горизонтальной поверхностью на высоте 40 км. Из рис. 6.17 следует, что расстояние r_1 определяется формулой (6.10),

$$BC = (40 - h) \operatorname{ctg} \theta;$$

$$AC = \sqrt{CB^2 + r_0^2 - 2CB r_0 \cos \varphi};$$

Если же $p < r_{\text{фр}}$ (см. рис. 6.16), то луч зрения пересекает область повышенной ионизации, а яркостная температура (6.6) складывается из температур областей и повышенной, и частичной ионизации. Причем вместо границы интегрирования r_2 в формуле (6.8) следует использовать величину $r_{\text{фр}}$ ($r_2 = r_{\text{фр}}$); координата x , соответствующая этой границе, находится в точке пересечения луча 1 с поверхностью огненного шара.

и для границы r_2 на луче зрения 1 получаем

$$r_2 = \sqrt{AC^2 + (40 - H)^2}. \quad (6.19)$$

Далее из рис. 6.17 находим

$$C'(Ra) = \frac{40 - H}{\sin \theta},$$

$$\beta = \arccos \frac{r_1^2 + [C'(Ra)]^2 - r_2^2}{2r_1 C'(Ra)}.$$

Величины p , rr и hg находим по формулам (6.16)–(6.18) соответственно. Все дальнейшие вычисления проводим при условии $r_{\text{фр}} < p$. Если же $r_{\text{фр}} > p$, вместо границы r_2 берем значение $r_2 = r_{\text{фр}}$ — в точке пересечения луча зрения с поверхностью огненного шара.

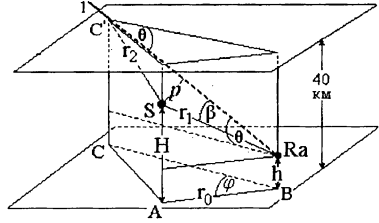


Рис. 6.17: Наблюдатель находится ниже 40 км, а $\theta > 0$

3). Радиометр расположен выше 40 км, а угол места отрицателен

Если радиометр расположен выше 40 км (рис. 6.18), то расчет концентраций частиц вдоль луча зрения выше 40 км не проводится.

В этом случае для границы r_1 не справедлива формула (6.10) и r_1 рассчитывается по формулам

$$DE = (40 - h) \operatorname{ctg} \theta;$$

$$(A'D)^2 = DE^2 + r_0^2 - 2DER_0 \cos \varphi;$$

$$r_1 = \sqrt{(A'D)^2 + (40 - H)^2}. \quad (6.20)$$

Для расстояний CB , AC , r_2 и $C(Ra)$ остаются справедливыми формулы пункта 1), а для вычисления угла β из рис. 6.18 получаем

$$CD = C(Ra) - \frac{40 - h}{\sin \theta};$$

$$r_2^2 = r_1^2 + CD^2 - 2CDr_1 \cos \beta;$$

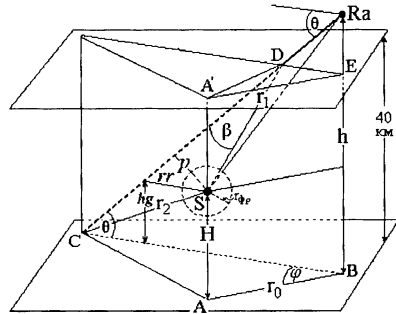


Рис. 6.18: Наблюдатель находится выше 40 км, а $\theta < 0$

$$\beta = \arccos \frac{r_1^2 + CD^2 - r_2^2}{2r_1CD}. \quad (6.21)$$

Тогда для прицельного параметра p , текущего радиуса-вектора точки на луче rr и высоты этой точки hg справедливы формулы (6.16)–(6.18) соответственно.

6.2.2 Источник ионизирующих излучений расположен выше 40 км

Оценка размеров области повышенной ионизации

Когда луч зрения пересекает область повышенной ионизации вблизи источника, необходимо учитывать яркостную температуру этой области. Следовательно, надо знать размеры области повышенной ионизации. Для высотного источника граница области повышенной ионизации вообще говоря несимметрична, форма ее зависит от высоты источника и его энергии, а также от геометрии линий магнитного поля Земли вблизи источника. Строгий расчет формы границы может быть сделан только численно, так как форма границы связана со скоростью убывания давления и плотности воздуха в атмосфере. От энергии источника зависит масштаб расстояний, на котором надо учитывать изменение давления и плотности воздуха. От высоты источника и его географических координат зависит природа сил торможения границы: будут ли это противодавление и дополнительная захваченная при разлете облака масса воздуха, или этой силой будет в первую очередь сила магнитного давления поля Земли (или и то, и другое, вместе взятые). Такого рода расчеты проводились в работах [122], [182]–[188].

Будем рассматривать источники с энергией от 10^{-3} до 10^3 ТДж. Ограничим область высот источника диапазоном $40 \text{ км} < H \leq 1200 \text{ км}$. Гамма-кванты, излучаемые источником, находящимся на максимальной высоте этого диапазона $H = 1200 \text{ км}$, достигают поглощающих слоев атмосферы (лежащих ниже 40 км) за время около 40 мс. Начиная с момента их прихода в нижние слои атмосферы, измерения параметров плазмы с помощью радиометра требуют еще десятков миллисекунд. Разумная длительность процесса измерения заканчивается примерно к 100 мс, прошедшим после момента взрыва. Для более низких высот локализации источника полное время наблюдения меньше. Примем время $t_k = 0,1 \text{ с}$ за максимально возможное время наблюдения. В работе [122] показано, что для выбранных диапазонов энергии и высоты источника разлет плазменного облака на временах $t \leq t_k$ происхо-

дит инерционно, т.е. на этих временах механизмы торможения плазмы (противодавление атмосферы, захват массы окружающего воздуха и торможение магнитным полем) еще практически не включены.

Воспользуемся автомодельным решением газодинамической задачи разлета, развитой в [122] в секторном приближении. Поскольку разлет инерционный, облако сферически симметрично и радиус его равен

$$R = vt, \quad (6.22)$$

где скорость инерционного разлета имеет вид

$$V = 2\sqrt{\frac{R_g T_0(E)}{3M(\gamma - 1)}}. \quad (6.23)$$

Здесь R_g — универсальная газовая постоянная; $T_0(E)$ — температура испаренного вещества в момент взрыва, зависящая от энергии источника E ; M — молярная масса газа; γ — показатель адиабаты.

Температура плазмы в момент взрыва зависит не только от E , но и от материала изделия, его массы и объема. Возьмем, как принято в работе [122], усредненные значения $M \approx 30$ кг/кмоль (алюминий), массу источника ~ 1 т, а начальный средний радиус $\sim 0,5$ м. Тогда рассчитанную в работе [122] зависимость температуры от энергии можно аппроксимировать в рассматриваемом диапазоне энергий E формулой:

$$T_0(E) = [4,90 + 7,32[\ln(E/4,2) + 2,30]^2] \cdot 10^5. \quad (6.24)$$

Здесь E измеряется в ТДж, а температура в кельвинах.

Используя аппроксимацию (6.24) и формулы (6.22), (6.23), находим радиус плазменного облака к моменту $t=1$ с: $R=2,3$ км при $E=0,42$ ТДж и $R=33$ км при $E = 4,2 \cdot 10^4$ ТДж. Максимальный радиус торможения R_m сектора, разлетающегося в направлении к поверхности Земли, равен согласно работе [122] $R_m = 340$ км на высоте взрыва $H = 1000$ км и достигается между 2-й и 3-й секундами разлета. На высоте около 100 км радиус инерционного разлета $R = 2,3$ км сравним с $R_m \approx 4$ км. Таким образом, к моменту наблюдения $t \approx 0,1$ с разлет можно считать инерционным.

Далее в программе в расчете яркостной температуры будет учитываться радиационная температура области повышенной ионизации, если прицельный параметр луча зрения окажется меньше рассчитанного по формулам (6.22)—(6.24) радиуса плазменного облака.

Определение границ интегрирования

1). Радиометр расположен ниже 40 км

Пусть радиометр Ra находится на высоте h , не превышающей 40 км, как изображено на рис. 6.19.

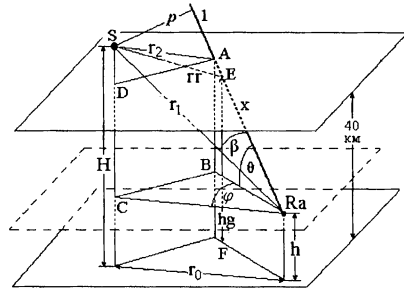


Рис. 6.19: Геометрия задачи для высотного источника, когда наблюдатель находится на высоте ниже 40 км и $\theta \geq 0$

Рассмотрим геометрию задачи для разных положений радиометра и разных направлений луча зрения.

1. Пусть угол между лучом зрения и горизонталью не отрицателен: $\theta \geq 0$. Тогда вклад в яркостную температуру области повышенной ионизации происходит на расстоянии $A(Ra)$ вдоль луча 1 между радиометром Ra и плоскостью, расположенной на высоте 40 км, ниже которой начинается эффективное поглощение микроволнового излучения. Из рис. 6.19 получаем

$$r_1 = \sqrt{r_0^2 + (h - H)^2}; \tag{6.25}$$

$$AB = 40 - h; \tag{6.26}$$

$$B(Ra) = AB \operatorname{ctg} \theta; \tag{6.27}$$

$$A(Ra) = \sqrt{AB^2 + [B(Ra)]^2}; \tag{6.28}$$

$$BC = AD = \sqrt{r_0^2 + [B(Ra)]^2 - 2r_0 B(Ra) \cos \varphi}; \tag{6.29}$$

$$r_2 = \sqrt{SD^2 + DA^2} = \sqrt{(H - 40)^2 + BC^2}. \tag{6.30}$$

Выразим теперь расстояние r_2 из треугольника $SA(Ra)$ с углом β при вершине Ra :

$$r_2^2 = r_1^2 + [A(Ra)]^2 - 2r_1 A(Ra) \cos \beta, \tag{6.31}$$

откуда для угла β получаем выражение

$$\beta = \arccos \frac{r_1^2 + [A(Ra)]^2 - r_2^2}{2r_1 A(Ra)}, \tag{6.32}$$

а для прицельного параметра:

$$p = r_1 \sin |\beta|. \tag{6.33}$$

Зная прицельный параметр p и сравнивая его с соответствующими размерами области повышенной ионизации, мы теперь можем решить вопрос о необходимости учета радиояростной температуры этой области.

Введем снова координату x вдоль луча, отсчитываемую от радиометра Ra . Тогда текущее расстояние $rr = SE$ от источника S до произвольной точки луча будет иметь вид

$$rr = \sqrt{r_1^2 + x^2 - 2r_1x \cos \beta}, \quad (6.34)$$

координата x с заданным шагом может изменяться от значения $x = 0$ до значения $x_{max} = A(Ra)$, где $A(Ra)$ — полная длина луча зрения в области поглощения микроволнового излучения (точка A находится на высоте 40 км).

Высота EF текущей точки E луча над поверхностью Земли равна:

$$hg = x \sin \theta + h. \quad (6.35)$$

Это значение высоты используется в программе для определения плотности воздуха в каждой точке луча.

Рассмотрим случаи, когда угол места $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0$. В первом случае ($\theta = \pi/2$) луч зрения направлен вертикально вверх (см. рис. 6.20).

Из формул (6.27)–(6.29) получаем $B(Ra) = 0$; $A(Ra) = 40 - h$; сторона BC (на рис. 6.19) равна r_0 и не зависит от азимута φ .

Расстояние r_2 принимает вид

$$r_2 = \sqrt{(H - 40)^2 + r_0^2};$$

угол $\beta = \arccos \frac{H - h}{r_1}$; а высота $hg =$

$= x + h$. Таким образом, при таком луче зрения все формулы (6.25)–(6.35) работают автоматически правильно.

Иная ситуация возникает при $\theta = 0$. В этом случае луч зрения лежит в горизонтальной плоскости (рис. 6.21). Расстояния $B(Ra)$, $A(Ra)$, BC и r_2 , введенные на рис. 6.19, обращаются в бесконечность. Из рис. 6.21 следует, что

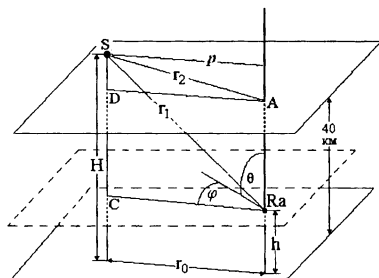


Рис. 6.20: Геометрия задачи для высотного источника, когда наблюдатель находится на высоте ниже 40 км и $\theta = \pi/2$

$$AC = r_0 \sin \varphi;$$

$$p = \sqrt{(H-h)^2 + AC^2}$$

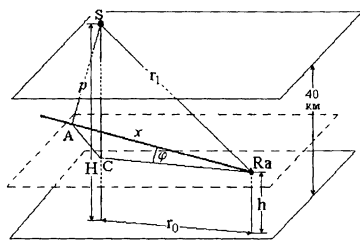


Рис. 6.21: Геометрия задачи для высотного источника, когда наблюдатель находится на высоте ниже 40 км и $\theta = 0$

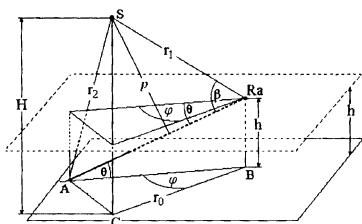


Рис. 6.22: Геометрия задачи для высотного источника, когда наблюдатель находится ниже 40 км и $\theta < 0$

$$AC = \sqrt{r_0^2 + AB^2 - 2r_0 AB \cos \varphi}; \quad (6.38)$$

$$r_2 = \sqrt{H^2 + AC^2}. \quad (6.39)$$

Для расстояния r_1 справедлива формула (6.25). Для остальных параметров справедливы соотношения (6.31)–(6.35).

Причем высота hg текущей точки на луче $A(Ra)$ в формуле (6.35) будет теперь меньше h , поскольку угол места отрицателен.

и $hg = h$, а координату x вдоль луча $A(Ra)$ необходимо ограничить сверху каким-либо разумным значением: либо $x_{max} \approx (2-3)r_0$, либо x следует оборвать, когда концентрация электронов станет ниже фоновой.

Остается обсудить вариант, когда высота радиометра в точности равна 40 км. В этом случае при $\theta = 0$ остаются в силе последние формулы. А если $\theta > 0$, то надо исследовать только такие лучи зрения, которые пронизывают область повышенной ионизации.

2. Пусть теперь угол места отрицателен $\theta < 0$. В этом случае луч зрения $A(Ra)$ упирается в земную поверхность (см. рис. 6.22). Выражение для расстояния r_1 сохраняет вид (6.25). Остальные формулы в соответствии с рис. 6.22 принимают следующий вид

$$A(Ra) = \frac{h}{\sin |\theta|}; \quad (6.36)$$

$$AB = h \operatorname{ctg} |\theta|; \quad (6.37)$$

2). Радиометр расположен выше 40 км

Рассмотрим теперь ситуацию, когда радиометр размещен над уровнем 40 км от поверхности Земли ($h > 40$ км).

1. Пусть сначала угол места не отрицателен $\theta \geq 0$. Тогда следует принимать во внимание только такие лучи зрения, которые пронизывают область повышенной ионизации. На рис. 6.23 изображена область повышенной ионизации источника S , лучи 1 и 2, проведенные под углами и к горизонту в плоскости так, чтобы они касались границ области повышенной ионизации.

Из рис. 6.23 видно, что область повышенной ионизации будет пронизываться только такими лучами, для которых азимутальные углы удовлетворяют условию

$$|\varphi| < |\varphi_m| = \arcsin(R_m/r_0). \quad (6.40)$$

Будем считать, что это условие выполнено. Тогда из геометрии рис. 6.24 следуют формулы

$$p^2 = r_1^2 - [D(Ra)]^2;$$

$$A(Ra) = D(Ra) \cos \theta;$$

$$AD = D(Ra) \sin \theta;$$

$$BD = AD - (H - h);$$

$$AC^2 = p^2 - BD^2;$$

$$AC^2 = [A(Ra)]^2 + r_0^2 - 2A(Ra)r_0 \cos \varphi;$$

Мы получили систему из шести алгебраических уравнений с шестью неизвестными. Решая ее относительно p , находим прицельный параметр луча зрения

$$p^2 = r_1^2 - [r_0 \cos \theta \cos \varphi + (H - h) \sin \theta]^2.$$

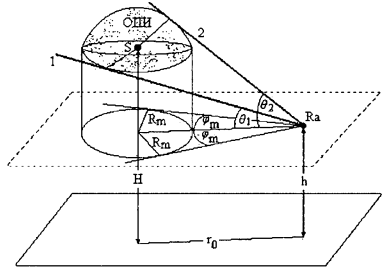


Рис. 6.23: Геометрия задачи для высотного источника, когда наблюдатель находится выше 40 км, ниже источника и $\theta \geq 0$

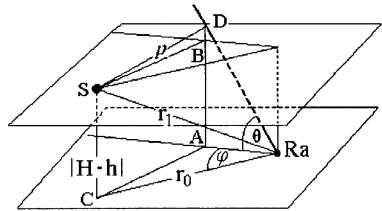


Рис. 6.24: К расчету прицельного параметра при ($40 < h < H$) км и $\theta \geq 0$

При $\theta = \pi/2$ получаем $p = r_0$, а при $\theta = 0$

$$p^2 = r_1^2 - r_0^2 \cos^2 \varphi = (H - h)^2 + r_0^2 - r_0^2 \cos^2 \varphi = (H - h)^2 + r_0^2 \sin^2 \varphi,$$

следовательно, формула работает правильно. Легко показать, что выражение для прицельного параметра справедливо и для случая, когда радиометр находится выше источника ($h > H$).

Ограничения на углы места зависят от формы границ области повышенной ионизации. Найдем эти ограничения.

Выше мы показали, что для типичного времени регистрации излучения (порядка нескольких десятков и даже сотен микросекунд) плазменное облако взрыва не может еще приобрести заметной асимметрии. Будем считать облако сферически симметричным, имеющим радиус $r_{\text{фр}}$.

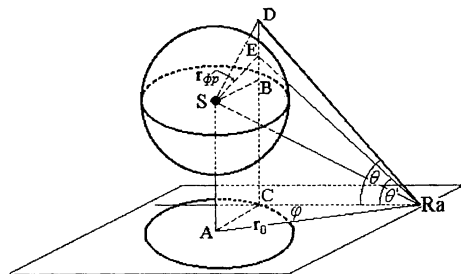


Рис. 6.25: К расчету предельных углов места при $H > h > 40$ км и $\theta > 0$ предельного, определяемого формулой (6.40).

2. Для отрицательных углов места геометрия задачи изображена на рис. 6.26.

Расчетные формулы принимают вид:

$$S(Ra) = \sqrt{(H - h)^2 + r_0^2}; \quad (6.41)$$

$$DE = (h - 40) \operatorname{ctg} |\theta|; \quad (6.42)$$

$$FD = \sqrt{DE^2 + r_0^2 - 2DE r_0 \cos \varphi}; \quad (6.43)$$

$$r_1 = \sqrt{FD^2 + (H - 40)^2}; \quad (6.44)$$

$$CB = h \operatorname{ctg} |\theta|; \quad (6.45)$$

$$AC = \sqrt{CB^2 + r_0^2 - 2CB r_0 \cos \varphi}; \quad (6.46)$$

$$r_2 = \sqrt{AC^2 + H^2}. \quad (6.47)$$

Если менять угол места при неизменном угле φ , то при $\theta = \theta'$ луч коснется поверхности облака в точке (рис. 6.25). Угол θ' при данном азимуте и будет максимально возможным углом места. На рис. 6.25 изображен луч зрения DRa , ориентированный под углом θ к горизонту. Азимутальный угол φ этого луча меньше

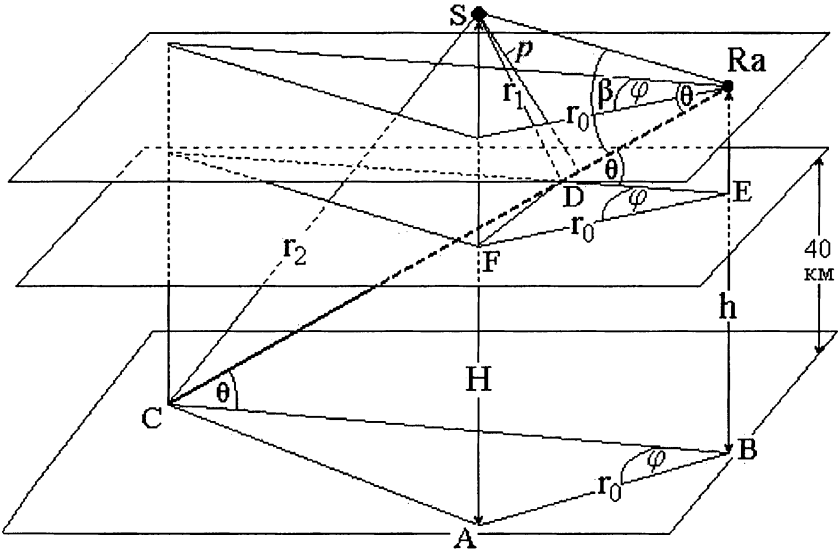


Рис. 6.26: Геометрия задачи для высотного источника при $H > h > 40$ км и $\theta < 0$

Выразим теперь расстояние r_1 из треугольника $S(Ra)D$

$$r_1^2 = [D(Ra)]^2 + [S(Ra)]^2 - 2S(Ra)D(Ra) \cos \beta; \quad (6.48)$$

тогда

$$\beta = \arccos \frac{[D(Ra)]^2 + [S(Ra)]^2 - r_1^2}{2S(Ra)D(Ra)}; \quad (6.49)$$

$$p = S(Ra) \sin |\beta|; \quad (6.50)$$

$$hg = x \sin \theta + h - 40. \quad (6.51)$$

Здесь, как и раньше, координата x отсчитывается от точки D , лежащей на пересечении луча зрения $C(Ra)$ и горизонтальной плоскости, проведенной на высоте 40 км, в направлении к точке C .

3. Рассмотрим теперь геометрию задачи, когда радиометр расположен выше источника. Очевидно, в этом случае при углах места $\theta \geq 0$ радиометр либо вообще не регистрирует микроволновое излучение (если прицельный параметр окажется больше размеров области повышенной ионизации), либо для тех лучей зрения, которые проходят

через эту область, можно сразу считать яркостную температуру плазмы.

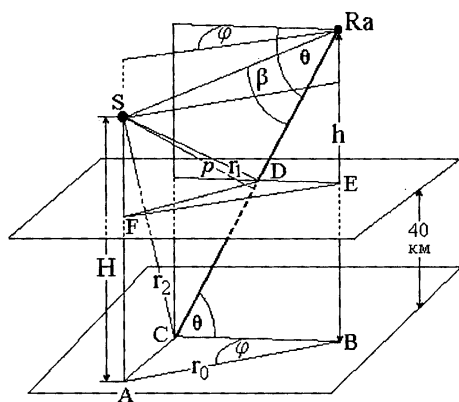


Рис. 6.27: Геометрия задачи для высотного источника, когда наблюдатель находится выше источника и $\theta < 0$

Сравнивая рис. 6.27 и рис. 6.26, видим, что все формулы (6.41)–(6.51) остаются справедливыми и в этом случае.

Предлагаемый пакет моделирующих программ использован авторами для самых разных задач расчета характеристик плазмы ядерных взрывов [20, 21, 116, 156, 157, 176, 189, 190, 226], [228]–[241], [243]–[250]. В следующей главе мы расскажем о некоторых из этих задач.

Аналогично для отрицательных углов места: если луч зрения пересекает область повышенной ионизации, уже не важно, как он пойдет дальше — яркостная температура определяется только областью повышенной ионизации. Поэтому рассмотрим далее только отрицательные углы места ($\theta < 0$) и такие лучи зрения, прицельный параметр которых превышает размеры области повышенной ионизации. Пример такого луча представлен на рис. 6.27. Сравнивая

Глава 7

Некоторые результаты компьютерного моделирования

В этой главе мы приведем результаты моделирования излучения частично ионизованной плазмы для ядерных взрывов разного типа вблизи поверхности земли. Рассмотрим стратосферные взрывы на высотах свыше 10 км. Обсудим особенности микроволнового излучения области частичной ионизации в случае контактного взрыва (когда огненный шар захватывает поверхность, отделяющую воздух от плотной среды) и особенности излучения при двойном воздушном взрыве. Для всех решаемых задач в моделирующий пакет, описанный в гл. 6, включена программа расчета яркостной температуры радиотеплового излучения, использующая результаты главы 5 и позволяющая рассчитать температуру огненного шара для разных энергий и высот взрыва. Это дает возможность проследить развитие микроволнового сигнала на протяжении первой секунды после взрыва, начиная с единиц микросекунд. Обсудим структуру микроволнового сигнала, позволяющую по его форме и информативным параметрам определить тип взрыва и оценить его характеристики.

7.1 Микроволновое излучение взрыва в приземной атмосфере

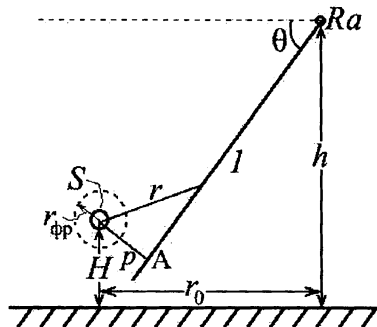


Рис. 7.1: Схема расположения источника S приемника Ra и луча зрения l

представляет собой частный случай рис. 6.13 при $\varphi = 0$.

На рис. 7.2 приведены зависимости радиуса огненного шара взрыва, произведенного на высоте 1 км, от времени. Расчеты сделаны по приближенной формуле (6.13). Параметром является энергия взрыва. Кривая 1 соответствует тротиловому эквиваленту $q = 1$ кт; кривая 2 —

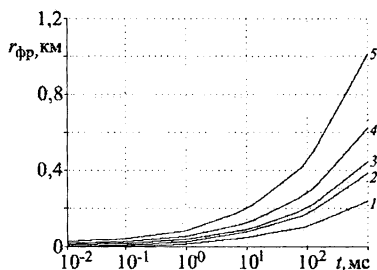


Рис. 7.2: Зависимость радиуса огненного шара от времени: 1 — $q = 1$ кт; 2 — $q = 10$ кт; 3 — $q = 20$ кт; 4 — $q = 100$ кт; 5 — $q = 1$ Мт

Рассмотрим задачу о воздушном взрыве, произведенном на высоте $H < 7$ км над поверхностью Земли. На рис. 7.1 изображено расположение источника (взрыва) S , приемника — радиометра Ra — и направление луча наблюдения l . Источник, радиометр и луч зрения для простоты находятся в одной плоскости (азимутальный угол $\varphi = 0$). Радиометр может быть помещен на самолете или на спутнике выше высоты H , на которой произведен взрыв. Луч l проходит на прицельном расстоянии r от центра взрыва. На рисунке это расстояние больше радиуса огненного шара $r_{фр}$. Рис. 7.1

представляет собой частный случай рис. 6.13 при $\varphi = 0$. На рис. 7.2 приведены зависимости радиуса огненного шара взрыва, произведенного на высоте 1 км, от времени. Расчеты сделаны по приближенной формуле (6.13). Параметром является энергия взрыва. Кривая 1 соответствует тротиловому эквиваленту $q = 1$ кт; кривая 2 — $q = 10$ кт; кривая 3 — $q = 20$ кт; кривая 4 — $q = 100$ кт; и кривая 5 — $q = 1$ Мт. При $t < 1$ мс радиус фронта ударной волны не превышает нескольких десятков метров для всех использованных в расчете энергий взрыва. Для взрывов с эквивалентом более 1 Мт в первые десятки микросекунд огненный шар еще остается сферически симметричным и радиус его на этих временах не превышает 2–3 сотен метров. Однако с течением времени радиус огненного шара при больших энергиях становится сравнимым с высотой H взрыва. При $t \sim 1$ с радиус огнен-

ного шара мегатонного взрыва равен примерно километру. Граница шара при этом касается поверхности земли (мы не учитываем здесь всплывания продуктов взрыва, которое начинается при $t > 1$ с [45]).

Далее в этом разделе ограничимся тротильовыми эквивалентами взрывов $q \leq 10$ Мт. В расчетах будем рассматривать три типа взрывов: атомные с тротильовым эквивалентом $q \leq 20$ кт, термоядерные — с эквивалентом $q > 10$ кт и взрыв с преобладанием нейтронного излучения ($q < 10$ кт). Большинство расчетов в разделе 7.1 даны для окна прозрачности вблизи $\lambda = 8,6$ мм.

7.1.1 Микроволновое излучение атомных взрывов

Ограничимся для начала рассмотрением атомных взрывов с тротильовым эквивалентом от 0,5 до 20 кт.

Постановка задачи. Рассмотрим всесторонне взрыв с тротильовым эквивалентом $q = 1$ кт, произведенный на высоте $H = 1$ км. Наблюдатель с радиометром находится на высоте $h = 10$ км (например, на самолете) на расстоянии по горизонтали $r_0 = 100$ км от места взрыва.

Исследуем два варианта задачи.

Первый вариант — прицельный параметр p луча зрения превышает радиус области повышенной ионизации $r_{\text{фр}}$ в течение всего времени наблюдения.

Второй вариант, когда прицельный параметр меньше радиуса огненного шара, т.е. луч зрения проходит сквозь огненный шар.

Вычисление радиояростной температуры плазмы осуществляется в несколько этапов (см. гл. 6): находятся концентрации всех частиц как функции времени и расстояния, по электронной концентрации вычисляются коэффициенты поглощения вдоль луча зрения. Интегрирование коэффициентов поглощения вдоль луча позволяет вычислить оптическую толщину плазмы и ее яркостную температуру.

1-й вариант: $p < r_{\text{фр}}$. В этом случае луч зрения пересекает область повышенной ионизации. На рис. 7.3 представлены концентрации частиц плазмы в точке на луче зрения, находящейся на расстоянии 355 м от места выделения энергии. Угол места равен $\theta = -5,15^\circ$ (см. рис. 7.1), что соответствует прицельному параметру $p = 4,8$ м, тогда как радиус огненного шара к моменту $t = 100$ мкс достигает значения $r_{\text{фр}} = 8,6$ м. Кривые 1 и 2, описывающие зависимость от времени концентрации положительных ионов оксида азота и отрицательных ионов кислорода, на рис. 7.3 совпадают. Кривая 3, соответствующая концентрации нейтральных молекул окиси азота, нарастает со временем. Остальные концентрации быстро убывают.

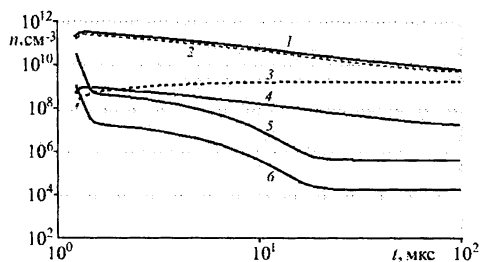


Рис. 7.3: Зависимость концентраций частиц плазмы от времени для взрыва $q = 1$ кт на высоте $H = 1$ км и расстоянии от центра взрыва $r = 355$ м: 1 — концентрация ионов NO^+ ; 2 — концентрация ионов O_2^- ; 3 — концентрация молекул NO ; 4 — концентрация группы отрицательных ионов O^- , O_3^- ; 5 — концентрация электронов; 6 — концентрация группы положительных ионов N^+ , O^+ , O_2^+ , N_2^+

фронта гамма-импульса, и при увеличении расстояния от взрыва почти в 4 раза (от 355 м до 1,4 км) максимальные значения концентрации убывают на 4–5 порядков.

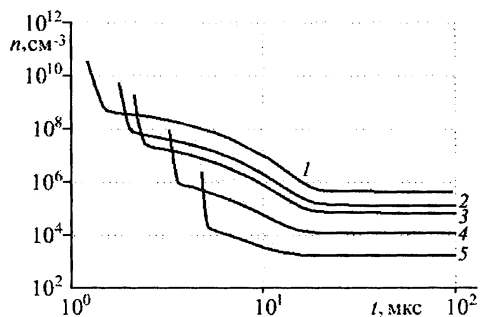


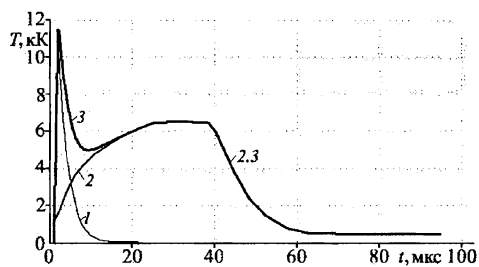
Рис. 7.4: Зависимость электронной концентрации от времени при $q = 1$ кт, $H = 1$ км: 1 — $r = 355$ м; 2 — $r = 515$ м; 3 — $r = 630$ м; 4 — $r = 958$ м; 5 — $r = 1410$ м

На рис. 7.4 приведены зависимости электронной концентрации плазмы от времени для разных точек на луче зрения. Кривая 1 рассчитана для точки на луче, находящейся на расстоянии 355 метров от взрыва, каждая следующая кривая получена для более удаленных от взрыва точек (расположенных на луче ближе к радиометру). Фронт гамма-излучения приходит в эти точки со все большим запаздыванием, поэтому начала всех кривых сдвинуты во времени. Максимальные концентрации достигаются в момент прихода

Зависимость коэффициентов поглощения от времени в разных точках луча зрения качественно повторяет зависимости электронной концентрации (см. главу 6 и формулу (6.3)), поэтому эти кривые мы здесь не приводим.

На рис. 7.5 приведена яркостная температура области взрыва как функция времени. Кривая 1 — тормозное микроволновое излучение области частичной ионизации. Это острый и короткий пик длительностью не более 10 мкс и значением

в максимуме около 12 кК при $t \sim 2$ мкс. Кривая 2 — начальная часть микроволнового излучения, генерируемого слоем горячего газа, заключенного между фронтами ударной и тепловой волн (см. гл. 5 и аппроксимацию в разделе 6.1.5). К



моменту времени $t \sim 50$ мкс фронт ударной волны догоняет фронт тепловой и при слиянии фронтов температура резко падает, оставаясь на уровне 400–500 К. Яркостная температура фронта ударной волны на рис. 7.5 (кривая 2) описывается первым слагаемым формулы (6.6). Кривая 3 иллюстрирует поведение во времени суммарной яркостной температуры плазмы. В первые микросекунды после взрыва в сигнале преобладает тормозное излучение (кривая 1), а при $t > 20$ мкс преобладает излучение фронта ударной волны.

На рис. 7.6 представлена в полулוגарифмическом масштабе зависимость температуры микроволнового излучения от времени на протяжении первых 10 миллисекунд после начала взрыва. До момента времени $t \sim 100$ мкс кривая повторяет в новом масштабе зависимость, изображенную на рис. 7.5, а остальная часть кривой обусловлена микроволновым излучением фронта ударной волны, бегущей перед фронтом тепловой. К моменту времени $t \sim 5,2$ мс излучение ударной волны снова достигает максимума.

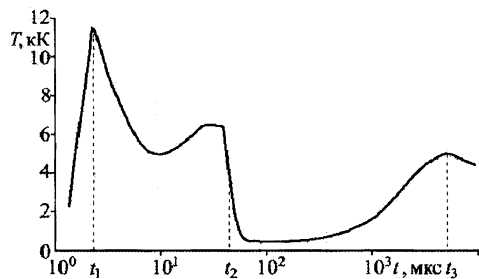


Рис. 7.6: Зависимость яркостной температуры при $q = 1$ кт, $H = 1$ км

Сигнал имеет сложную форму. Если ось диаграммы направленности радиометра пересекает огненный шар, радиометр зафиксирует как тормозное излучение плазмы на временах ~ 10 мкс, так и последующее излучение фронта ударной волны, длящееся десятые доли секунды.

Форма и характерные параметры микроволнового сигнала, обусловленного эволюцией ударной волны, зависит от энергии взрыва, его высоты и длины волны, регистрируемой радиометром. На рис. 7.7. приведены временные зависимости яростной температуры для трех разных тротиловых эквивалентов: $q = 1$ кт (кривая 1), $q = 10$ кт (кривая 2) и $q = 20$ кт (кривая 3). На этом рисунке в отличие от рис. 7.5 и 7.6 не изображена та часть сигнала, которая связана с тормозным излучением. Увеличение тротилового эквивалента при прочих равных условиях приводит к сдвигу всей кривой вправо по шкале времени.

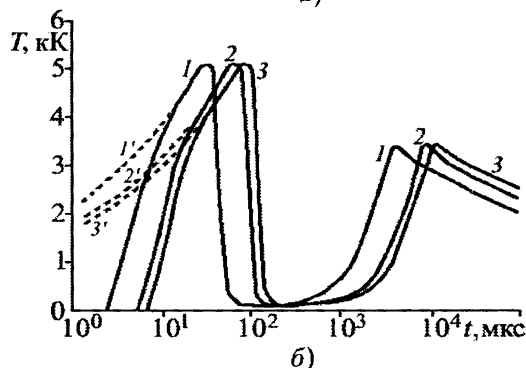
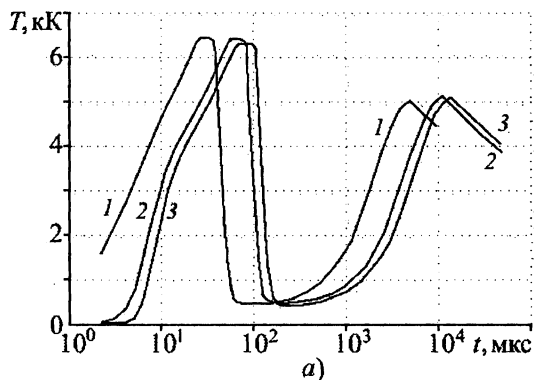


Рис. 7.7: Микроволновое излучение ударной волны при разных тротиловых эквивалентах: 1 — $q = 1$ кт; 2 — $q = 10$ кт; 3 — $q = 20$ кт; а) $\lambda = 8,6$ мм; б) $\lambda = 3,0$ см

Кривые рис. 7.7а рассчитаны для окна прозрачности вблизи длины волны $\lambda = 8,6$ мм; на рис. 7.7б для тех же тротиловых эквивалентов приведены кривые $\lambda = 3,0$ см. В более длинноволновом диапазоне яркостная температура ниже. Из обоих вариантов рисунка следует, что увеличение тротилового эквивалента приводит к смещению экстремумов (и участка резкой убыли температуры) вправо по оси времени. В главе 5 уже обсуждались информативные параметры изучения, связанного с развитием ударной волны. Позже мы еще раз вернемся к этому вопросу.

Все кривые построены в соответствии с первым слагаемым формулы (6.6), содержащим экспоненту, аргумент которой равен оптической толщине плазмы, взятой со знаком минус. При взрыве с тротиловым

эквивалентом $q = 1$ кт оптическая толщина плазмы близка к единице, для двух других энергий взрыва она в несколько раз больше единицы примерно на протяжении первых 10 микросекунд. Наличие экспоненциального множителя заметно уменьшает температуру плазмы на начальном участке: область частичной ионизации в течение первых 10 микросекунд становится непрозрачной для радиотеплового излучения. На рис. 7.7б для каждого тротилового эквивалента пунктиром показаны участки $1'$, $2'$, $3'$ кривых, иллюстрирующие поведение кривых в случае прозрачной атмосферы.

Теперь обратимся ко второму варианту.

2-й вариант: $p > r_{\text{фр}}$.

Будем рассматривать лучи зрения с прицельным параметром, во много раз превышающим радиус огненного шара. При малых прицельных параметрах p (близких по величине к радиусу огненного шара) гамма-излучение взрыва приходит к ближайшим точкам луча зрения очень быстро — за доли микросекунды. При этом параметры плазмы в области частичной ионизации меняются быстро. В этих условиях несправедливо уравнение переноса. Ограничимся прицельными параметрами $p > 300$ м.

На рис. 7.8 представлена яркостная температура плазмы при тех же условиях взрыва и расположения наблюдателя ($q = 1$ кт, $H = 1$ км, $h = 10$ км, $r_0 = 100$ км, см. рис. 7.1), но при разных значениях прицельного параметра. Из рисунка видно, что размер излучающей области даже при $q = 1$ кт достаточно велик: кривая 1 соответствует прицельному параметру $p = 425$ м ($\theta = -4,9^\circ$), кривая 2 — $p = 600$ м ($\theta = -4,8^\circ$), кривая 3 — $p = 776$ м ($\theta = -4,7^\circ$). Даже при прицельном параметре $p \sim 800$ м (кривая 3) температура в максимуме составляет около 8 тысяч кельвин, что примерно на порядок выше чувствительности современных радиометров и уровня шумов в микроволновом диапазоне.

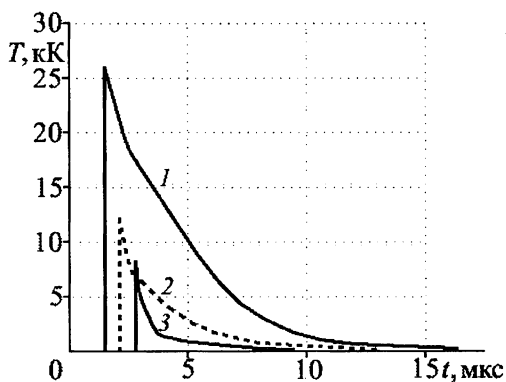


Рис. 7.8: Тормозное микроволновое излучение при $q = 1$ кт, $H = 1$ км: 1 — $p = 425$ м; 2 — $p = 600$ м; 3 — $p = 776$ м

При заданных углах места луч зрения проходит над местом взрыва (см. рис. 7.1). Учитывая, что на высоте $H = 1$ км плотность воздуха меняется медленно и облако излучает почти симметрично относительно направления взрыв-радиометр, получаем оценку диаметра излучающей области $\sim 1,5$ км при взрыве с тротильным эквивалентом в одну килотонну.

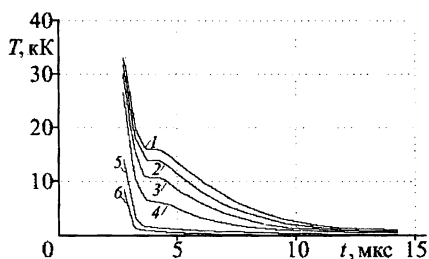


Рис. 7.9: Зависимость тормозного излучения атомного взрыва от времени при $p = 776$ м: 1 — $q = 20$ кт; 2 — $q = 15$ кт; 3 — $q = 10$ кт; 4 — $q = 5$ кт; 5 — $q = 1$ кт; 6 — $q = 0,5$ кт; $\lambda = 8,6$ мм

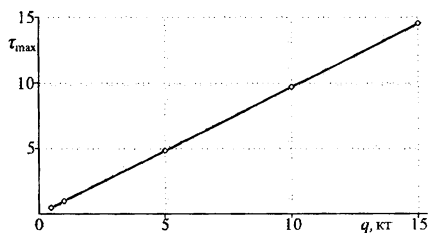


Рис. 7.10: Зависимость максимальной оптической толщины от величины тротильного эквивалента при $p = 776$ м

толщина пропорциональна энергии взрыва и почти совпадает с диагональю графика. Максимальное значение τ также достигается в момент прихода фронта гамма-излучения, а затем оптическая толщина убывает со временем.

На рис. 7.9 при той же геометрии задачи ($H = 1$ км, $h = 10$ км, $r_0 = 100$ км) для луча с прицельным параметром $p = 776$ м ($\theta = -4,7^\circ$) приведена зависимость температуры плазмы от времени для разных тротильных эквивалентов. При взрыве с эквивалентом $q = 1$ кт (кривая 5) оптическая толщина плазмы вдоль луча зрения чуть меньше единицы. В случае взрывов с большей энергией оптическая толщина τ в несколько раз больше единицы, и максимальные значения температуры (в начальный момент времени, когда к расчетной точке луча приходит фронт мгновенного гамма-излучения) слабо зависят от энергии (кривые 1–4). При $\tau \leq 1$ яркостная температура быстро убывает (кривые 5, 6).

На рис. 7.10 для иллюстрации связи между оптической толщиной и тротильным эквивалентом приводим график зависимости максимальной оптической толщины τ_{max} от эквивалента q . В случае луча с прицельным параметром $p = 776$ м оптическая

Обратим внимание и на то, что убывь во времени яркостной температуры на рис. 7.9 качественно повторяет зависимость функции источника от времени (см. рис. 6.3 главы 6). Резкое уменьшение температуры на первых 2–3 микросекундах обусловлено быстрым уменьшением интенсивности мгновенного гамма-излучения, а последующая убывь температуры связана с уменьшением интенсивности вторичного гамма-излучения.

Отметим еще одну особенность яркостной температуры плазмы при тормозном излучении [21]. При небольшой оптической толщине плазмы из формулы (6.5) следует, что радиояркостная температура пропорциональна электронной концентрации. Строго говоря, это верно при условии $\tau_0 \ll 1$. Однако из рис. 7.11 видно, что яркостная температура хорошо повторяет зависимость концентрации электронов от времени.

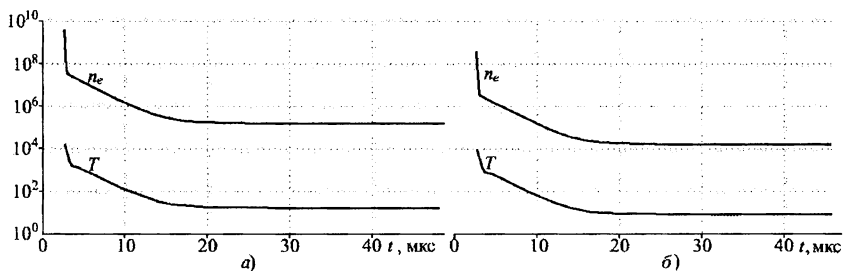


Рис. 7.11: Зависимость электронной концентрации и яркостной температуры от времени при $H = 1$ км, $p = 776$ м: а) — $\tau_{max} = 0,97$ ($q = 1$ кт); б) — $\tau_{max} = 0,48$ ($q = 0,5$ кт)

На рис. 7.11 приведены кривые для двух маломощных взрывов. Концентрация на рисунке измеряется в см^{-3} , температура — в кельвинах. Рис. 7.11а получен для взрыва с тротильным эквивалентом 1 кт, рис. 7.11б — для взрыва с $q = 0,5$ кт. Расчет сделан для прицельного параметра $p = 776$ м и прежней геометрии ($q = 1$ кт, $H = 1$ км, $h = 10$ км, $r_0 = 100$ км).

Максимальная оптическая толщина плазмы вдоль луча в момент прихода фронта гамма-излучения дана в подписях к рисунку. С течением времени толщина τ убывает, а условие $\tau \ll 1$ выполняется все лучше. Таким образом, для не слишком плотной плазмы измерение ее яркостной температуры, обусловленной тормозным излучением, может быть использовано для оценки концентрации электронов плазмы.

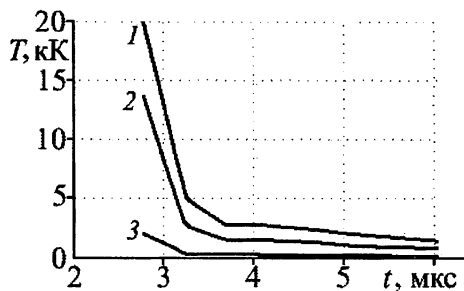


Рис. 7.12: Зависимость тормозного излучения атомного взрыва от времени при $p = 776$ м и $\lambda = 2,3$ мм: 1 — $q = 20$ кт; 2 — $q = 10$ кт; 3 — $q = 1$ кт

этих результатов с рис. 7.9, построенным для длины волны 8,6 мм, видно, что с уменьшением длины волны температура плазмы уменьшается. Если при $q = 20$ кт на длине волны 8,6 мм пиковая температура достигала 32 кК, то на длине волны 2,3 мм при той же энергии взрыва пиковая температура оказалась равной 20 кК. Все кривые рис. 7.12 идут гораздо ниже кривых рис. 7.9 при равных тротильных эквивалентах.

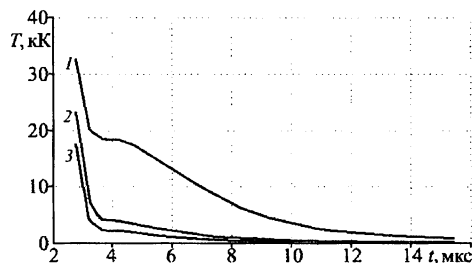


Рис. 7.13: Зависимость тормозного излучения атомного взрыва от времени при $p = 776$ м и $\lambda = 3,0$ см: 1 — $q = 10$ кт; 2 — $q = 1,0$ кт; 3 — $q = 0,5$ кт

рис. 7.9), а кривая 2, соответствующая тротильному эквиваленту 1 кт, имеет максимальную температуру 23 кК, тогда как при длине волны 8,6 мм (рис. 7.9) и этой же мощности взрыва температура в макси-

Рассмотрим теперь зависимость яркостной температуры от средней длины волны частотных диапазонов, соответствующих окнам прозрачности воздуха. На рис. 7.12 представлены графики яркостной температуры плазмы при тормозном излучении вблизи длины волны 2,3 мм. Кривая 1 построена для тротильного эквивалента 20 кт, кривая 2 — $q = 10$ кт, кривая 3 — для $q = 1$ кт. Из сравнения

Переход к окну прозрачности вблизи длины волны $\lambda = 3,0$ см, наоборот, приводит к росту яркостной температуры, связанной с тормозным излучением. Кривые, рассчитанные для этого окна прозрачности, изображены на рис.7.13. Обратим внимание, что верхняя кривая 1 соответствует эквиваленту взрыва $q = 10$ кт и пиковая температура на ней достигает 32 кК (как при взрыве в 20 кт и наблюдении на длине волны 8,6 мм, см.

муме достигает 15 кК. Кривая 3 на рис. 7.13 построена для энергии $q = 0,5$ кт и имеет в этом окне прозрачности пиковую температуру около 17 кК, которая на 1-2 порядка выше чувствительности современных радиометров.

Таким образом, тормозное микроволновое излучение области частичной ионизации должно надежнее регистрироваться в длинноволновых окнах прозрачности воздуха.

Итак, микроволновый сигнал атомного взрыва имеет сложную форму. Если ось диаграммы направленности радиометра пересекает огненный шар, радиометр зафиксирует как тормозное излучение плазмы на временах 10 мкс, так и последующее излучение фронта ударной волны, длящегося десятые доли секунды. На рис. 7.6 отмечены три характерных момента времени. Момент времени t_1 соответствует пику тормозного излучения. Ширина этого пика зависит от энергии взрыва и типа источника.

Момент времени t_2 на рис. 7.6, соответствующий выходу ударной волны во фронт тепловой и сопровождающийся резкой убылью яркостной температуры, является характерным признаком радиотеплового излучения взрыва. Так же как и момент времени t_3 , соответствующий второму максимуму радиотеплового излучения. Оба этих момента времени являются информативными параметрами. Формулы для них мы уже обсуждали в гл. 5 и работах [156, 249]. Сравнение кривых рис. 7.7а и 7б показывают, что значения этих параметров зависят как от энергии взрыва, так и от длины волны регистрируемого излучения.

Из приведенных результатов моделирования следует, что

— при атомном взрыве тормозное микроволновое излучение области частичной ионизации возникает в первые микросекунды после взрыва; длительность сигнала составляет 10–20 мкс и зависит от мощности взрыва;

— максимальное значение яркостной температуры зависит и от мощности взрыва, и от длины волны излучения; форма кривой зависимости яркостной температуры от времени жестко связана с постоянными времени функции источника; возрастание яркостной температуры с увеличением тротилового эквивалента обусловлено увеличением объема области частичной ионизации: диаметр излучающей области килотонного взрыва имеет порядок 1 км, и тем выше, чем выше тротильный эквивалент;

— микроволновое тормозное излучение должно гораздо надежнее регистрироваться в длинноволновых окнах прозрачности воздуха, так как яркостная температура возрастает с увеличением регистрируемой длины волны излучения.

Указанные особенности микроволнового излучения могут быть использованы для идентификации источника и оценки параметров взрыва. Обнаружение тормозного излучения области частичной ионизации свидетельствует о наличии длиннопробежного ионизирующего излучения. Например, при взрывах крупных метеоритов вблизи поверхности земли может возникнуть ударная волна, сопровождаемая радиотепловым излучением (см. пример с Витимским болидом в разделе 5.6 и работу [140]), но не возникнет тормозное излучение, поскольку нет потоков гамма-квантов и нейтронов. Отсутствие тормозного излучения в первые микросекунды после взрыва не позволит спутать взрыв с метеоритом. С другой стороны исследованные зависимости могут быть использованы для контроля за работой атомных электростанций. Если при аварии возникла утечка радиации, она может быть обнаружена по сигналу тормозного микроволнового излучения. Например, в работе [12] по измерениям электронной концентрации воздуха методом радиозондирования в диапазоне длин волн от 33 м до 3,3 см проводился анализ работы атомных и угольных электростанций, а также идентификация рудников и карьеров, содержащих радиоактивные элементы. В этой же работе получены результаты просвечивания плазмы, образовавшейся при нештатных выбросах Запорожской атомной электростанции 30.10.1989 г. и Смоленской 21.08.1991 г. Наши расчеты демонстрируют возможность аналогичного мониторинга радиометрическим методом в микроволновом диапазоне.

Мы привели расчеты для фиксированной высоты взрыва. Очевидно, что яркостная температура должна зависеть и от высоты. Это видно из формулы (6.5), в которую входит плотность воздуха, меняющаяся с высотой взрыва. Зависимость формы сигнала от высоты проиллюстрирована для стратосферных взрывов в разделе 7.2 и работе [157]. Отметим также, что начальная часть сигнала, обусловленная мгновенным гамма-излучением, может быть завуалирована сильным когерентным импульсом, созданным взрывом или возвратным ударом молнии [119]. Размытые границы конца когерентного и начала тормозного излучений перекрываются. Однако, когерентный импульс молнии регистрируется приемником на расстоянии не более 5 км от грозового облака (см. гл. 3 и работу [104]). Поэтому совместная регистрация и когерентного, и тормозного излучения в первые микросекунды после события в отсутствие грозových разрядов наверняка говорит об обнаружении атомного взрыва.

7.1.2 Тормозное излучение термоядерных взрывов

Не меняя геометрии задачи (см. рис. 7.1), при всех прочих равных условиях изменим лишь энергию взрыва и соответствующие константы выхода ионизирующего излучения из термоядерного источника. Используемые константы почерпнуты из открытой литературы [1, 192, 194]. Рассмотрим первые 1—50 мкс взрыва, соответствующие стадии тормозного излучения области частичной ионизации.

На рис. 7.14 приведена функция источника для мегатонного взрыва, рассчитанная в точке, отстоящей на расстоянии 789 м от взрыва и находящейся на луче зрения с прицельным расстоянием $p = 776$ м. В эту точку фронт мгновенного гамма-излучения (кривая 1) приходит с запаздыванием $\Delta t \approx 2,6$ мкс и уже через 0,5 мкс первичное гамма-излучение становится пренебрежимо малым по сравнению с интенсивностью вторичного гамма-излучения. К моменту $t \approx 14$ мкс после взрыва вклад вторичного излучения и захватного в ионизацию воздуха становится одинаковым (в точке пересечения кривых 2 и 3), а при $t > 14$ мкс ионизация осуществляется в основном за счет гамма-излучения, возникшего при захвате нейтронов взрыва окружающим воздухом (кривая 3).

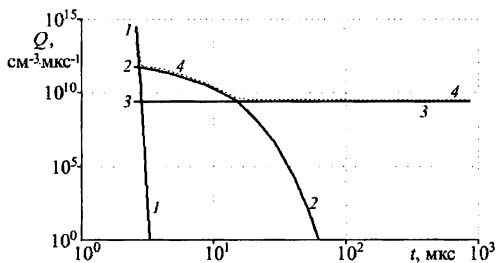


Рис. 7.14: Функция мегатонного источника на расстоянии 789 м от взрыва: 1 — мгновенное гамма-излучение; 2 — вторичное и 3 — гамма-излучение, возникшее при захвате нейтронов молекулами воздуха; 4 — суммарная функция источника

Излучение заряженных частиц ионизованного воздуха обусловлено поведением функции источника, определяющей степень ионизации как функцию времени, и связано с электронной концентрацией в заданной точке пространства. На рис. 7.15 приведена радиояркостную температуру плазмы, соответствующую микроволновому тормозному излучению. Кривые построены для луча зрения с прицельным параметром $p = 776$ м и окна прозрачности вблизи $\lambda = 8,6$ мм. При этом радиус фронта ударной волны составил к моменту времени $t = 1$ мс после взрыва 83 метра, что много меньше прицельного параметра.

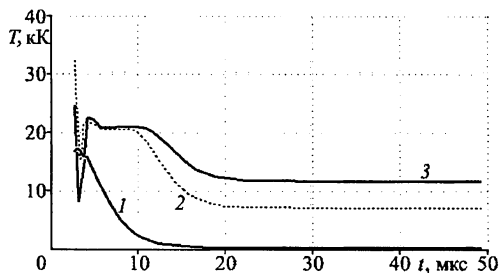


Рис. 7.15: Тормозное излучение термоядерного взрыва в направлении луча с прицельным параметром $p = 776$ м: 1 — $q = 20$ кт; 2 — $q = 500$ кт; 3 — $q = 1$ Мт

словлен вторичным гамма-излучением, а затем температура стремится к фоновой. На кривых 2 и 3 механизм генерации за счет вторичного гамма-излучения заканчивает свою работу примерно к 20 микросекундам, но яркостная температура плазмы остается большой еще десятки микросекунд за счет механизма излучения гамма-квантов, возникших при захвате нейтронов молекулами азота. На кривой 2 температура держится на уровне 8 кК, на кривой 3 — на уровне 11 кК. Эти уровни сигнала еще надежно регистрируются современными радиометрами.

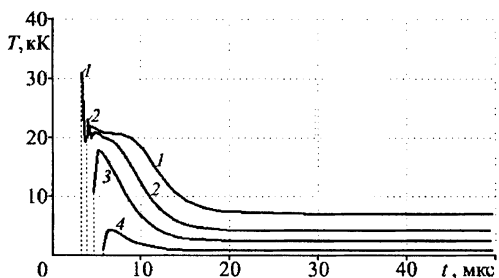


Рис. 7.16: Зависимость радиояростной температуры от времени для мегатонного взрыва на высоте $H = 1$ км: 1 — $p = 0,95$ км; 2 — $p = 1,13$ км; 3 — $p = 1,30$ км; 4 — $p = 1,65$ км

максимуме кривой равна 4 кК, а на хвосте вплоть до 50 мкс яркостная температура составляет 850 К и вполне еще регистрируема на уровне помех современными радиометрами. На меньших прицельных

Провал температуры у кривых 2 и 3 связан с очень быстрой убылью функции источника (см. рис. 7.14). То есть мгновенное излучение имеет длительность менее одной микросекунды, а затем генерация сигнала обеспечивается механизмами вторичного гамма-излучения. При малой мощности сигнал (кривая 1, $q = 20$ кт) длится около 15 мкс и обус-

Таким образом, тормозное излучение мегатонного взрыва еще велико на прицельных расстояниях порядка одного километра. Результаты расчета радиояростной температуры частично ионизованной плазмы для мегатонного взрыва на той же высоте $H = 1$ км приведены на рис.7.16 для разных прицельных расстояний. Даже для прицельного расстояния $p = 1,65$ км (кривая 4) температура в

расстояниях (кривые 1—3) яркостная температура на хвостах кривых превышает 2 тысячи кельвин. В начальной части сигнала температура имеет довольно широкий максимум с температурой 10—20 кК длительностью 10—20 мкс и пиковую температуру в момент прихода ионизирующего излучения. Вертикальными пунктирными линиями указан момент прихода ионизирующего излучения. Чем больше прицельный параметр, тем позже приходит тормозное микроволновое излучение.

С помощью кривых рис. 7.16 можно сделать оценку размеров излучающей области частичной ионизации. Если считать прицельный параметр кривой 4 предельным для мегатонного взрыва, когда еще регистрируется в условиях поставленной задачи тормозное излучение, то диаметр излучающей области для взрыва на высоте 1 км равен приблизительно трем километрам. Следует, однако, учесть, что при большой энергии взрыва сильнее проявляется асимметрия задачи. Графики рис. 7.16 получены для луча зрения, проходящего над взрывом. При этом в случае прицельного параметра $p = 1,65$ км ближайшие к взрыву точки на луче, участвующие в интегрировании вдоль луча при вычислении оптической толщины и температуры, находятся на высоте около 2,6 км над поверхностью земли, где отношение плотности воздуха к плотности его на уровне моря $\eta \approx 0,77$. То есть с увеличением прицельного параметра уменьшается плотность воздуха и возрастает длина свободного пробега гамма-излучения. Когда же мы, увеличивая угол наклона луча зрения к горизонту, переходим к лучам, проходящим под взрывом, плотность воздуха увеличивается. Во-первых уменьшается длина пробега ионизирующего излучения; во-вторых, уменьшается длина луча.

На рис. 7.17 для пояснения сказанного приведена примерная геометрия расположения источника, радиометра и крайних лучей, ограничивающих область генерации тормозного излучения. Картина изображена без соблюдения масштаба. Для мегатонного взрыва на высоте 1 км максимальный прицельный параметр верхнего луча приблизительно равен $p_{1m} = 1,65$ км (см. кривую 4 на

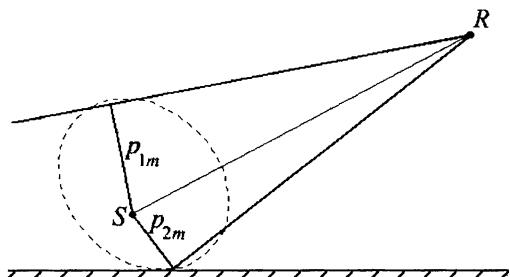


Рис. 7.17: Схема расположения источника S , радиометра R и лучей зрения

Рис. 7.17: Схема расположения источника S , радиометра R и лучей зрения

рис. 7.16). А для нижнего луча максимальный прицельный параметр $p_{2m} = 1,05$ км. Пунктиром проведена условная граница той части области частичной ионизации, которая излучает микроволны, обеспечивая приемлемую для регистрации яркостную температуру (~ 1000 К). Эта область не симметрична, для мегатонного взрыва имеет характерный размер (поперек линии SR) около 3 км и простирается практически до поверхности земли. Из рисунка также видно, что если на верхних направлениях луча излучает область, простирающаяся по обе стороны основания перпендикуляра p_{1m} , то на нижних направлениях длина излучающей части плазмы вдоль луча ограничена поверхностью земли.

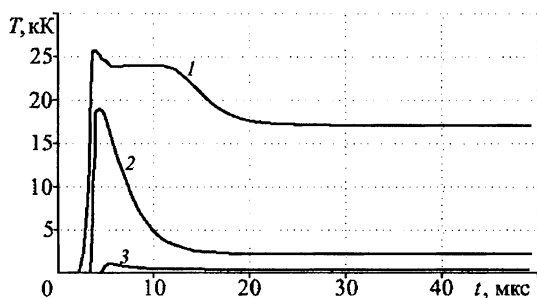


Рис. 7.18: Яркостная температура вдоль направлений наблюдения, проходящих ниже взрыва: 1 - $p = 0,63$ км; 2 - $p = 0,98$ км; 3 - $p = 1,06$ км

максимума на уровне 600 К составляет около 4 микросекунд, а далее температура падает до 300 К. Напомним, что для мегатонного взрыва к пятидесятой микросекунде радиус фронта ударной волны достигает лишь 29 метров, и рассмотренные направления излучения соответствуют условию $p > r_{фр}$.

7.1.3 Тормозное излучение нейтронного источника

Заметно меняется картина тормозного излучения в случае взрыва такой конструкции, в которой при делении преобладает поток нейтронов над первичным гамма-излучением. В 60–70-х годах двадцатого столетия много внимания уделялось созданию так называемой "чистой" (или нейтронной) бомбы. По оценкам работы [204] в среднем удастся достигнуть для таких источников выхода $2,65 \cdot 10^{23}$ нейтронов на одну килотонну (н/кт). В некоторых специфических условиях

Для лучей наблюдения, проходящих ниже линии SR , яркостная температура для нескольких прицельных параметров приведена на рис. 7.18. Кривая 2 с прицельным параметром 0,98 км имеет практически постоянную температуру $T = 2000$ К на хвосте вплоть до 50 мкс. Нижняя кривая 3 только в максимуме достигает температуры около 1000 К, длительность

“удельный выход нейтронов ”нейтронной бомбы“ можно оценить на уровне $1,65 \cdot 10^{24}$ нейтронов на одну килотонну. Таким образом, в этих предположениях можно прогнозировать, что переход в рассматриваемых видах оружия от чисто ядерных зарядов к ”нейтронной бомбе“ позволяет при равном энерговыделении увеличить выход нейтронов в шесть раз” (см. [204], с. 153). При сравнительно небольшом тротиловом эквиваленте (для нейтронных источников он не превышает 10 кт) за счет интенсивного рассеяния и поглощения нейтронов в атмосфере возникает интенсивное ионизирующее излучение в объеме, простирающемся примерно на 1 км от места взрыва. При этом ударная волна сильно ослаблена. Приведем функцию источника для нейтронной бомбы с тротиловым эквивалентом 1 кт. На рис. 7.19 она изображена как функция времени для диапазона $0,1-10^3$ мкс в точке, находящейся на луче зрения на расстоянии 133 м от места взрыва (константы выхода ионизирующих излучений взяты из литературы [1,192, 194, 204]). Геометрическое расположение взрыва, радиометра и луча зрения осталось неизменным ($H = 1$ км, $h = 10$ км. $r_0 = 100$ км, см. рис. 7.1). К моменту времени $t = 1000$ мкс радиус огненного шара приблизительно равен 20 м.

Сравнение с рис. 7.14 дает представление об особенностях функции Q нейтронного источника. Постоянные времени мгновенного гамма-излучения у атомного, термоядерного и нейтронного источников сравнимы и составляют примерно $0,001-0,05$ микросекунды (см. кривые 1 рис. 7.14 и 7.19). Постоянная времени вторичного излучения примерно в 5 раз больше, чем у атомного и термоядерного взрывов, и основной вклад в тормозное микроволновое излучение должны обеспечивать гамма-кванты, связанные с неупругим рассеянием нейтронов (кривая 2 рис. 7.19). Постоянные времени гамма-излучения, связанного захватом нейтронов (кривые 3 рис. 7.14 и 7.19) примерно одинаковы у всех типов взрывов.

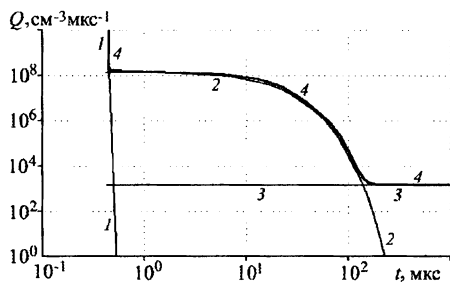


Рис. 7.19: Функция источника для нейтронного взрыва с тротиловым эквивалентом 1 кт, произведенного на высоте 1 км: 1 — мгновенное гамма-излучение; 2 — вторичное; 3 — захватный механизм излучения; 4 — суммарное излучение; $r = 133$ м

Поскольку функция нейтронного источника сильно отличается от функции источника атомного или термоядерного, приведем несколько промежуточных графиков. На рис. 7.20 изображены в полулогарифмическом масштабе зависимости от времени концентраций частиц воздушной плазмы при 10-килотонном взрыве на той же высоте $H = 1$ км и при том же расположении наблюдателя ($h = 10$ км, $r_0 = 100$ км), как на рис. 7.1. Прицельный параметр луча зрения равен $p = 250$ м. Расчет проведен на луче в точке, находящейся на расстоянии 293 м от источника.

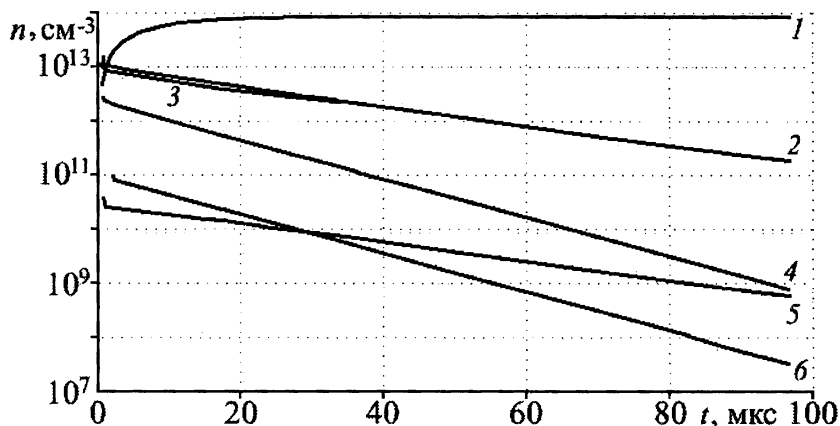


Рис. 7.20: Концентрации частиц плазмы как функции времени при нейтронном взрыве 10 кт на высоте $H = 1$ км и расстоянии 293 м от взрыва: 1 — концентрация молекул окиси азота, 2 — концентрация ионов NO^+ ; 3 — концентрация ионов O_2^- ; 4 — концентрация электронов; 5 — концентрация группы положительных ионов N^+ , O^+ , O_2^+ , N_2^+ ; 6 — концентрация группы отрицательных ионов O^- , O_3^-

В области частичной ионизации самую высокую концентрацию имеют молекулы окиси азота (кривая 1). Эта концентрация быстро нарастает и выходит на стационарный уровень с плотностью около 10^{14} частиц на кубический сантиметр. Логарифм концентрации остальных частиц убывает со временем почти по линейному закону. Лишь в самом начале у кривых, описывающих концентрации заряженных частиц, наблюдается очень небольшой и короткий всплеск, обусловленный слабым мгновенным гамма-излучением. Кривая 3, описывающая зависимость от времени концентрации отрицательных ионов кисло-

рода, спустя примерно 40 мкс после взрыва полностью сливается с кривой 2 (концентрацией положительного иона оксида кислорода).

На рис. 7.21 приведены в полулогарифмическом масштабе зависимости от времени коэффициентов поглощения микроволнового излучения для разных точек на луче, имеющем тот же прицельный параметр $p = 250$ м. Тротиловый эквивалент взрыва равен 10 кт. Все кривые практически линейны. Кривая 1 рассчитана в точке на луче, отстоящей от взрыва на расстояние $r = 293$ м, остальные кривые соответствуют точкам луча, смещенным в сторону радиометра. Кривая 5 находится на расстоянии $r = 1,40$ км от взрыва.

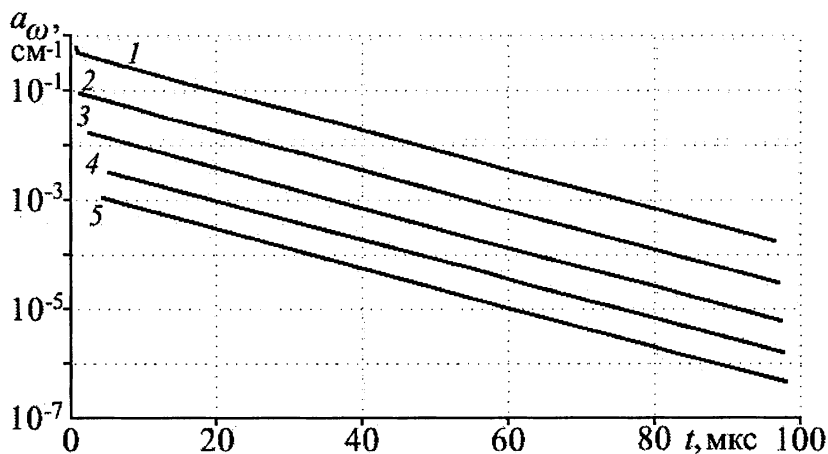


Рис. 7.21: Зависимость коэффициента поглощения 10-килотонного нейтронного взрыва от времени для луча с прицельным параметром $p = 250$ м на разных расстояниях r от взрыва: 1 — $r = 293$ м; 2 — $r = 524$ м; 3 — $r = 806$ м; 4 — $r = 1,10$ км; 5 — $r = 1,40$ км

На расстоянии прицельного параметра $p = 250$ м для взрывов с энергией свыше 1 кт оптическая толщина плазмы оказывается на порядки выше единицы — плазма ведет себя как оптически толстое тело. Для примера на рис. 7.22 показана оптическая толщина плазмы вдоль луча при взрыве с тротильным эквивалентом 1 кт и больших прицельных параметрах луча зрения. На приведенном рисунке оптическая толщина (кривая 1), рассчитанная для прицельного параметра $p = 776$ м, на всем показанном интервале времени превышает единицу и лишь к моменту времени $t = 67$ мкс становится равной единице и продолжает затем убывать.

Оптическая толщина на прицельном расстоянии 1,3 км (кривая 2) в максимуме достигает значения $\tau = 27$ и убывает до единицы приблизительно к 47-й микросекунде. Для луча с прицельным параметром 1,83 км (кривая 3) оптическая толщина в максимуме равна шести единицам и уже к 40-й микросекунде убывает до единицы. Таким образом, область частичной ионизации, создаваемая нейтронным источником с энергией, соответствующей одной килотонне, остается оптически толстой в течение десятков микросекунд. Чем выше тротилловый эквивалент нейтронного источника, тем больше оптическая толщина (для $q = 10$ кт она достигает десятков тысяч единиц) и тем больше объем оптически непрозрачной области.

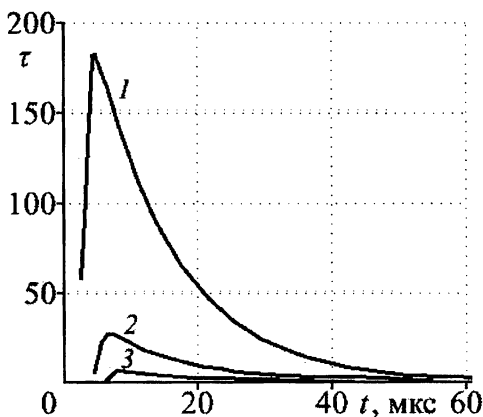


Рис. 7.22: Оптическая толщина плазмы, образованной нейтронным источником, в функции времени при $q = 1$ кт: 1 — $p = 776$ м; 2 — $p = 1,30$ км; 3 — $p = 1,83$ км

тем дольше существует тормозное микроволновое излучение.

Микроволновое излучение нейтронного килотонного источника, приведенного в действие на высоте 1 км, может быть надежно зарегистрировано в первые 50 микросекунд после взрыва.

Диаметр области, генерирующей тормозное излучение, равен приблизительно четырем километрам. Для взрывов с тротилловым эквивалентом свыше килотонны яркостная температура остается почти на том же уровне, что и в случае кривой 1 (около 21 кК) в течение 100 микросекунд и более. Расчеты приведены для лучей зрения, проходящих над взрывом. Объем излучающей плазмы настолько велик, что по

Радиояркостная температура как функции времени для нейтронного источника с тротилловым эквивалентом 1 кт на высоте 1 км представлена на рис. 7.23. Кривая 1 рассчитана для прицельного параметра луча зрения 776 м, две другие — для прицельных параметров $p = 1,30$ км и $p = 1,83$ км соответственно.

Сравним поведение во времени кривых яркостной температуры и кривых рис. 7.22. Видно, чем дольше плазма остается оптически толстым телом,

другую сторону от взрыва излучающая область простирается до поверхности земли (аналогично области, изображенной на рис. 7.17 для термоядерного взрыва).

Еще раз подчеркнем, что кривые зависимости яркостной температуры от времени для трех исследованных типов взрывов: атомных, термоядерных и нейтронных — могут быть использованы для идентификации источников. В самом деле, как было указано выше, обнаружение некогерентного тормозного излучения области частичной ионизации в первые микросекунды и десятки микросекунд после взрыва является свидетельством существования длиннопробежных излучений, сопровождающих ядерные взрывы. Тормозное микроволновое излучение области частичной ионизации возникает гораздо раньше, чем равновесное тормозное излучение, обусловленное развитием ударной волны (см. рис. 7.6). Таким образом, если при сканировании атмосферы зарегистрирован сигнал некогерентного микроволнового излучения, это событие говорит о выбросе в атмосферу потока нейтронов и гамма-квантов (т.е. произошел ядерный взрыв или авария на атомной электростанции). Если наблюдение за событием продолжается в течение одной секунды и наблюдатель регистрирует равновесное радиотепловое излучение, это означает, что событие сопровождается ударной волной. По характеристикам излучения ударной волны можно оценить мощность источника (взрыва).

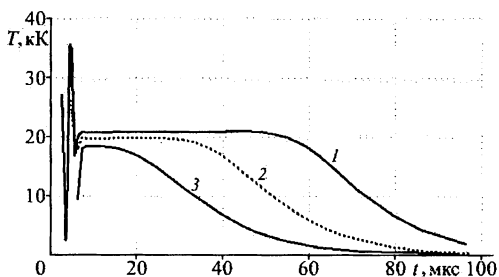


Рис. 7.23: Зависимость яркостной температуры плазмы, созданной нейтронным взрывом с тротильным эквивалентом 1 кт: 1 — $p = 776$ м; 2 — $p = 1,30$ км; 3 — $p = 1,83$ км

При нейтронных взрывах ударная волна практически не формируется. Если ударная волна не зарегистрирована, а длительность сигнала при тормозном излучении области частичной ионизации составляет сотни микросекунд, можно предположить, что произошел взрыв нейтронной бомбы. При наличии у объекта наблюдения ударной волны есть возможность отличить атомный взрыв от термоядерного по длительности тормозного излучения области частичной ионизации. Из результатов расчетов видно, что чем выше мощность взрыва, тем точнее будет идентификация. Точность оценок можно повысить, если в промежутке времени порядка одной секунды использовать одновременно

несколько радиометров: импульсных с постоянной времени 0,1—1 мкс и радиометров с большими постоянными времени, обладающих большей чувствительностью.

7.1.4 Излучение контактного взрыва

В разделе 5.4 мы обсуждали особенности радиотеплового излучения контактного взрыва. Рассмотрим теперь тормозное излучение области частичной ионизации контактных взрывов. Как мы видели из рис. 6.3 постоянная времени захватного гамма-излучения при взрыве имеет большую постоянную времени (около 10^4 мкс). При высоких энергиях взрыва вклад в тормозное излучение области частичной ионизации велик даже спустя десятки и сотни микросекунд после взрыва. Величина регистрируемого сигнала зависит от энергии взрыва и от ориентации антенны наблюдателя (см. рис. 7.15 и 7.16).

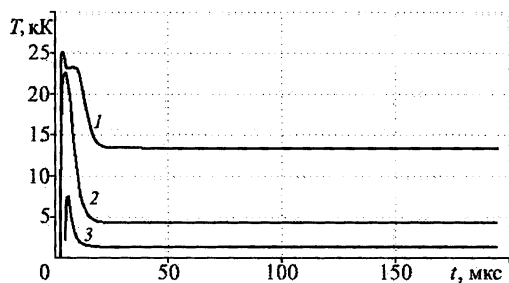


Рис. 7.24: Яркостная температура мегатонного контактного взрыва в функции времени: 1 — $p = 719$ м; 2 — $p = 1,07$ км; 3 — $p = 1,42$ км

В случае контактного взрыва отношение плотностей воздуха вблизи взрыва и на уровне моря равно единице, поэтому поглощение микроволнового сигнала выше, чем у воздушного взрыва, и выше оптическая плотность газа в этом диапазоне частот. В связи с этим следует ожидать и длительного тормозного излучения.

На рис. 7.24 приведены в зависимости от времени кривые яркостной температуры плазмы, образованной контактным термоядерным взрывом с эквивалентом $q = 1$ Мт и зарядом, заложенным прямо на поверхности земли. Наблюдение ведется по-прежнему на высоте $h = 10$ км и эпицентрального расстоянии $r_0 = 100$ км вблизи длины волны 8,6 мм. При этом луч зрения проходит выше заряда: кривая 1 соответствует прицельному параметру $p = 719$ м, кривая 2 — прицельному расстоянию $p = 1,07$ км, кривая 3 — $p = 1,42$ км. К моменту времени $t = 200$ мкс после подрыва радиус огненного шара достигает величины $r_{\text{ФР}} = 46$ м. Обратим внимание, что даже на расстоянии около 1,5 км от места взрыва в течение длительного времени сохраняется высокая

температура области частичной ионизации — для кривой 3 яркостная температура держится на уровне $T = 1,36$ кК и надежно регистрируется современными радиометрами. Чем меньше прицельное расстояние, тем выше температура области частичной ионизации; высокая температура обеспечивается длительным процессом гамма-излучения, происходящего при захвате нейтронов взрыва молекулами азота окружающего воздуха.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда ось антенны радиометра направлена прямо на огненный шар. На рис. 7.25 приведен начальный участок зависимости яркостной температуры мегатонного контактного взрыва от времени в случае, когда прицельное расстояние меньше радиуса огненного шара. Расчет проведен для угла места $\theta = -5,7^\circ$. Прицельный параметр луча зрения равен $p = 17,8$ м и в течение расчетного времени $t = 1$ мс не превышает радиуса огненного шара, величина которого достигает к концу первой миллисекунды после взрыва 82 м. Радиометр регистрирует температуру, изображенную кривой 3. Для понимания процессов на рис. 7.25 построены еще две зависимости температуры от времени: кривая 2 представляет собой чисто тормозное микроволновое излучение, а кривая 1 описывает излучение фронта ударной волны, ослабленное за счет прохождения области частичной ионизации.

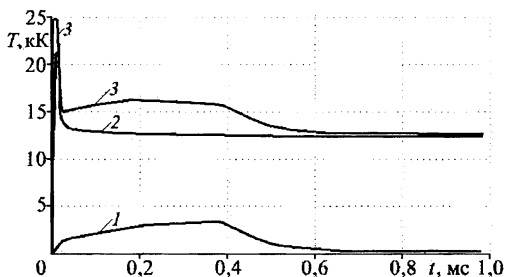


Рис. 7.25: Начальный участок зависимости яркостной температуры мегатонного контактного взрыва: 1 — излучение ударной волны; 2 — тормозное излучение области частичной ионизации; 3 — суммарная температура, регистрируемая радиометром

Таким образом, кривая 3 представляет суммарную температуру двух излучающих объектов. Увеличение мощности взрыва приведет к более высокому коэффициенту поглощения микроволнового излучения, более высокому уровню тормозного излучения, но и к еще более сильному подавлению излучения ударной волны. Поэтому для мощных взрывов может оказаться, что вариант оценки мощности по резкому моменту спада излучения фронта ударной волны окажется недопустимым (см. раздел 5.5).

На рис. 7.26 для того же взрыва изображена зависимость температуры от времени на более поздней стадии взрыва ($t \gg 1$ мкс). К этому времени оптическая толщина плазмы в области частичной ионизации становится заметно меньше единицы, и микроволновое излучение ударной волны свободно проходит сквозь эту область.

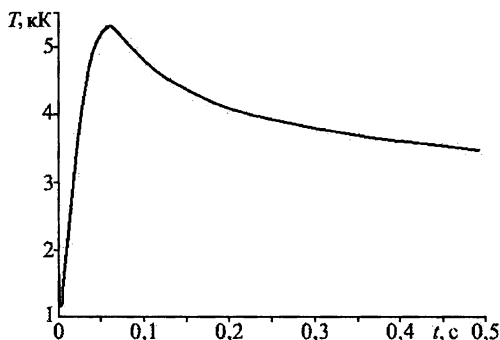


Рис. 7.26: Поздний участок микроволнового излучения при мегатонном контактном взрыве

максимум температуры достигается в момент $t = 64,3$ мс.

По оси абсцисс отложено время в секундах, расчет проведен до момента времени $t = 0,5$ с. К этому моменту температура успевает понизиться до $T = 3,5$ кК. При расчете учтен эффект "удвоения мощности" (см. раздел 5.4), заключающийся в том, что при контактном взрыве за счет отражения от грунта примерно половина энергии взрыва дополнительно передается ударной волне. В приведенном примере

7.2 Излучение стратосферных взрывов

Пусть теперь взрыв происходит на высотах H от 10 км до 30 км над поверхностью Земли [157]. Радиометр размещен на спутнике непосредственно над взрывом на высоте $h = 200$ км (рис. 7.27).

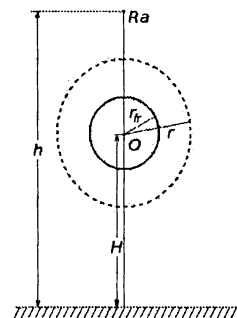


Рис. 7.27: К задаче о стратосферном взрыве

Условно на рис. 7.27 изображена область повышенной ионизации (огненный шар), радиус которой r_{fr} определяется фронтом ударной волны. Пунктиром изображена условная граница с радиусом r области частичной ионизации, образованная ионизирующим излучением взрыва. Рассмотрим тормозное излучение термоядерных стратосферных взрывов и некогерентное излучение ударной волны.

На рис. 7.28 приведены зависимости от времени яркостной температуры при $q = 100$ кт для трех высот взрыва: кривая 1 описывает тормозное излучение области частичной ионизации на высоте $H = 10$ км; кривая 2 — при $H = 15$ км; кривая 3 — на высоте $H = 20$ км. Луч зрения проходит прямо через центр взрыва, т.е. прицельный параметр практически равен нулю. Чем больше высота взрыва, тем слабее микроволновый сигнал. Расчеты проведены на длине волны 8,6 мм.

Главную роль в формировании сигнала играет первичное гамма-излучение термоядерного взрыва и вторичное, возникающее при неупругом рассеянии нейтронов в воздухе. Чем ниже взрыв, тем плотнее воздух и тем большие значения принимает коэффициент поглощения микроволнового излучения в области частичной ионизации. Тем выше яркостная температура этой области (см. формулы (6.8), (6.9)).

Аналогичные расчеты яркостной температуры сделаны и для высот взрыва 25 и 30 км при той же мощности. Однако, на высоте $H = 30$ км максимальная величина тормозного излучения достигает лишь 500 К и близка к порогу чувствительности импульсных радиометров.

На рис. 7.29 для того же взрыва с тротильным эквивалентом $q = 100$ кт и той же геометрии расположения источника и наблюдателя приведена зависимость оптической толщины плазмы в области частичной ионизации для раз-

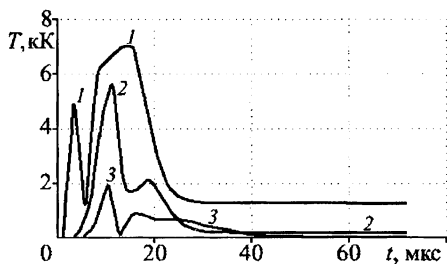


Рис. 7.28: Излучение стратосферного взрыва при $q = 100$ кт: 1 — $H = 10$ км; 2 — $H = 15$ км; 3 — $H = 20$ км

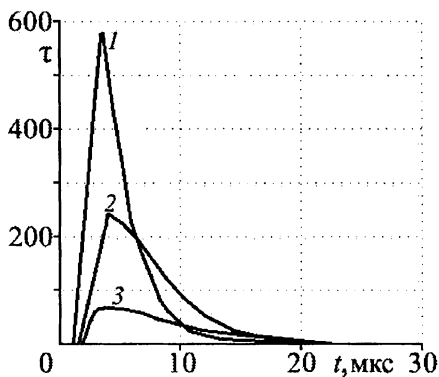


Рис. 7.29: Оптическая толщина стратосферной плазмы как функция времени: 1 — $H = 10$ км; 2 — $H = 20$ км; 3 — $H = 30$ км

ных высот взрыва. Кривая 1 соответствует высоте взрыва $H = 10$ км, кривая 2 — высоте 20 км и кривая 3 — высоте 30 км.

Оптическая толщина при фиксированном тротиловом эквиваленте быстро убывает со временем и быстро убывает с высотой взрыва. В приведенном примере уже к 20-й микросекунде оптическая толщина плазмы становится меньше единицы.

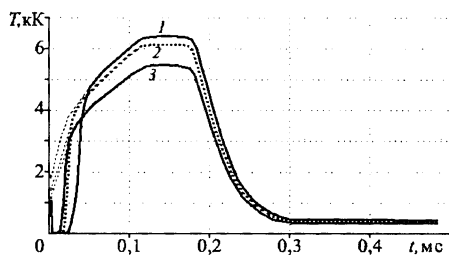


Рис. 7.30: Начальная часть излучения ударной волны взрыва с эквивалентом $q = 100$ кт для разных высот взрыва: 1 — $H = 20$ км; 2 — $H = 15$ км; 3 — $H = 10$ км

плазмы при выходе ударной волны во фронт тепловой для всех рассмотренных на рисунке высот взрыва почти не зависит от высоты и приходится примерно на интервал времени вблизи 200 микросекунд. Именно эта часть кривой является наиболее информативной в начальной части микроволнового сигнала. Однако, заметим, что до начала интенсивной ионизации воздуха перед фронтом тепловой волны, начинается излучение ударной волны в первые 1–2 микросекунды после взрыва (оно изображено коротким жирным всплеском для всех высот взрыва вблизи начала координат). Рост температуры на фронте ударной волны должен был начинаться по изображенным тонкими пунктирными линиями кривым. Но быстрая ионизация воздуха и резкое возрастание оптической толщины частично ионизированной плазмы подавляет этот процесс. И лишь после высвечивания тормозного излучения, начинается быстрый рост излучения фронта ударной волны. На рис. 7.30 кривая 1 построена для высоты взрыва $H = 20$ км, кривая 2 — для 15 км (изображена жирным пунктиром) и кривая 3 соответствует высоте взрыва 10 км. Дальнейшее увеличение высоты взрыва до 30 км дает сигнал, практически накладывающийся на кривую 1. Начальный всплеск излучения ударной волны для кривой 1 оказывается чуть меньше 2 тысяч кельвин. На этом рисунке не изоб-

Влияние оптической толщины на величину и форму микроволнового сигнала от ударной волны стратосферного взрыва проиллюстрировано на рис. 7.30, на котором изображена при $q = 100$ кт начальная часть излучения ударной волны, когда ударная волна уже вышла во фронт тепловой и излучение ее резко уменьшилось.

Длительность приведенного расчета 500 микросекунд. Резкая убыль температуры

ражено излучение ударной волны для высот 25 и 30 км, поскольку эти кривые практически накладываются на кривую 1.

И, наконец, приведем полную структуру сигнала протяженностью около секунды, излучаемого фронтом ударной волны. На рис. 7.31 в полулогарифмическом масштабе дана зависимость яркостной температуры от времени при $q = 1$ кт и высоте взрыва 35 км. Кривая 1 построена для случая, когда в источнике преобладает первичное гамма-излучение. Тогда основной вклад в структуру сигнала вносит мгновенное гамма-излучение и излучение области повышенной ионизации — излучение фронта ударной волны. Резкий минимум яркостной температуры обусловлен выходом ударной волны во фронт тепловой. Момент времени, соответствующий точке перегиба на резко падающем участке, позволяет оценить энергию по формуле (5.46) (см. раздел 5.5).

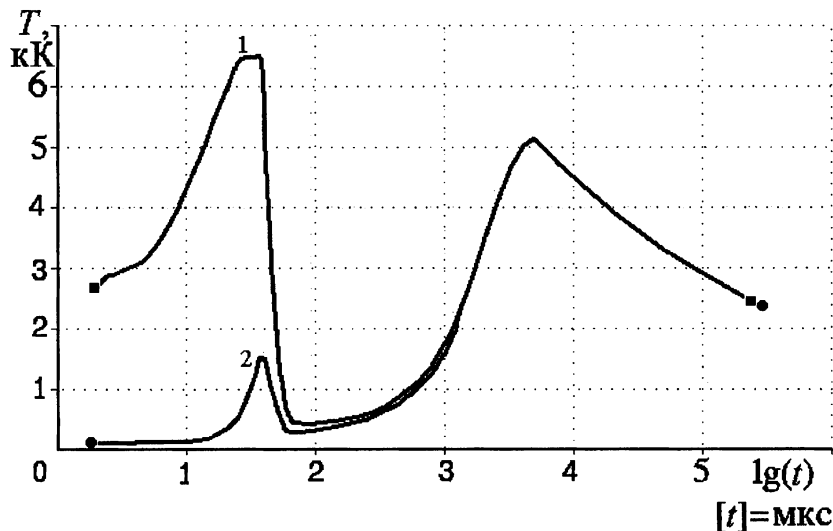


Рис. 7.31: Зависимость яркостной температуры излучения фронта ударной волны от времени: 1 — источник гамма-излучения; 2 — источник с преобладанием нейтронного излучения

Второй максимум обусловлен дальнейшим распространением ударной волны и разогревом большой массы воздуха. В вершине второго пика фронт излучает как черное тело, а соответствующий пику момент времени с помощью формулы (5.47) тоже позволяет оценить энергию взрыва. Если при взрыве выделяются преимущественно нейтроны

(кривая 2), а первичное гамма-излучение пренебрежимо мало, заметную роль в формировании сигнала играет вторичное гамма-излучение, образующееся при неупругом столкновении нейтронов со средой. Степень ионизации наружной части плазмы заметно возрастает, возрастают объем области частичной ионизации и коэффициент поглощения микроволнового излучения. Область частичной ионизации становится оптически толстой. Это приводит к значительному экранированию микроволнового излучения внутренней области (огненного шара) на начальной стадии развития импульса. После завершения процессов рекомбинации, естественно остается тот же второй пик, обусловленный излучением фронта ударной волны.

7.3 Моделирование некогерентного излучения двойного взрыва

В этом разделе мы возвращаемся к механизмам генерации микроволнового излучения двойным взрывом. В главе 3 был рассмотрен механизм генерации когерентной части микроволнового сигнала. Здесь приведем результаты расчетов некогерентного излучения в случае, когда расстояние между взрывами меньше или порядка длины пробега ионизирующего излучения источника. Рассмотрим задачу о генерации микроволнового излучения двойным атомным взрывом, происходящим в нижней атмосфере.

Используем взаимное расположение источника и наблюдателя, показанное на рис. 7.1. Двойной взрыв происходит на высоте $H = 1$ км. Регистрирующий радиометр помещен на самолет, выполняющий полет на высоте $h = 10$ км на горизонтальном расстоянии 100 км от взрыва. Луч зрения направлен непосредственно на точку взрыва (угол места равен $\theta = -5,14^\circ$). Для простоты расчета принято, что два последовательных взрыва происходят с временным интервалом Δt , имеют одинаковую энергию и происходят в одной точке пространства. Приведенные ниже результаты получены для окна прозрачности вблизи длины волны 8,6 мм [116, 236–238].

На рис. 7.32 представлены полулогарифмические графики зависимости от времени коэффициента поглощения микроволнового излучения в случае двойного взрыва с тротильным эквивалентом $q = 1$ кт каждый при временном интервале между взрывами $\Delta t = 10$ мкс.

Параметром семейства кривых является расстояние r от места подвзрыва до расчетной точки на луче зрения. Коэффициент поглощения

под знаком логарифма измеряется в см^{-1} . При расчете вдоль луча зрения с прицельным параметром, меньшим радиуса фронта ударной волны (в нашем примере прицельный параметр $p = 4,8$ м, тогда как радиус фронта ударной волны $r_{\text{фр}} > 6$ м на всем протяжении времени расчета) шаг по r сделан неравномерным, постепенно уменьшающимся по мере приближения расчетной точки к месту взрыва.

На рис. 7.32 кривая 1 получена при $r = 355$ м, кривая 2 — $r = 475$ м, кривая 3 — $r = 958$ м и кривая 4 — для $r = 1410$ м. Реально в расчете участвовали 15 точек луча вблизи взрыва. Чтобы не загромождать рисунок, мы опустили графики с промежуточными значениями r . Каждая кривая имеет два всплеска с максимальными значениями коэффициентов поглощения, соответствующими всплескам электронных концентраций в расчетных точках. Всплески обусловлены приходом первичного гамма-излучения от каждого из последовательных взрывов. Временной интервал между всплесками равен времени задержки второго взрыва по отношению к первому.

Соответственно, при интегрировании коэффициентов поглощения вдоль луча зрения, получаем аналогичную картину и для оптической толщины плазмы вдоль луча зрения (см. рис. 7.33). Лишь в начальные моменты времени оптическая толщина близка к единице. К моменту второго взрыва оптическая толщина упала до уровня $\tau \approx 0,01$, а затем после второго взрыва вновь подскочила до значения $\tau \approx 0,47$. К моменту времени 20 мкс после первого взрыва частично ионизованная плазма стала оптически тонким телом.

Естественно, изменение оптической толщины сопровождается и изменением яркостной температуры плазмы. На рис. 7.34 изображена зависимость от времени яркостной температуры тормозного микроволнового излучения килотонного двойного взрыва. Максимум температуры первого всплеска составляет около 14 кК, после второго взрыва наблюдается второй всплеск излучения с максимальной температурой

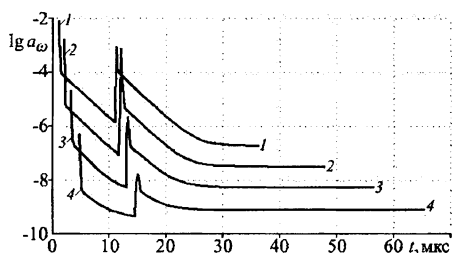


Рис. 7.32: Зависимость логарифма коэффициента поглощения от времени для двух последовательных взрывов на высоте $H = 1$ км при $q_1 = q_2 = 1$ кт и разных расстояний r от источника: 1 — $r = 355$ м; 2 — $r = 475$ м; 3 — $r = 958$ м; 4 — $r = 1,410$ км

около 8 кК. Длительность подобного двойного сигнала на уровне заведомо регистрируемой температуры ~ 500 К около 15 — 20 мкс.

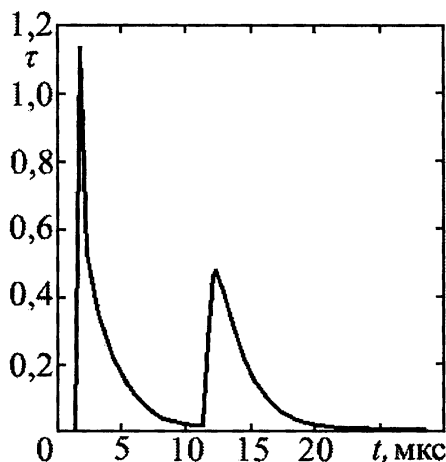


Рис. 7.33: Зависимость оптической толщины частично ионизованной плазмы от времени при двойном взрыве, $q_1 = q_2 = 1$ кт; $H = 1$ км

Кривая 2) проходит через небольшой минимум при $t \approx 12$ мкс. Этот минимум возникает вследствие почти мгновенного увеличения оптической толщины плазмы в частично ионизованной области при втором взрыве. Несмотря на то, что оптическая толщина плазмы при заданной мощности взрывов подскочила всего до значения $\tau \approx 0,47$, меньшего единицы (см. рис. 7.33), этого оказалось достаточно для ухудшения проходимости радиотеплового сигнала сквозь частично ионизованную плазму. Далее излучение ударной волны снова нарастает и к моменту времени $t \approx 35$ мкс достигает максимума, а затем резко падает в связи с выходом фронта ударной волны во фронт тепловой. Полностью кривую 2 на рисунке не воспроизводим, так как на более поздней стадии она совпадает с кривой 1 рис. 7.7а.

Кривая 3 на рис. 7.35 представляет суммарную температуру излучений разной природы. На первом резком подъеме излучения кривая 3 просто повторяет кривую 1, так как излучение фронта ударной волны ничтожно. После 25-й микросекунды развития взрывов кривая 3

Поскольку расчет проводился для прямого луча зрения, направленного на центр взрыва, полный микроволновый сигнал содержит и тормозное излучение частично ионизованной области воздуха, и радиотепловое излучение фронта ударной волны.

На рис. 7.35 изображены оба этих сигнала отдельно и полный сигнал. Кривая 1 повторяет кривую рисунка 7.34. Кривой 2 представлено излучение фронта ударной волны, температура которого сначала нарастает со временем.

В момент времени, когда возникает второй всплеск излучения на кривой 1 (в момент второго взрыва), радиотепловое излучение (кривая 2)

совпадает с кривой 2, а тормозное излучение области частичной ионизации к этому времени уже исчезло.

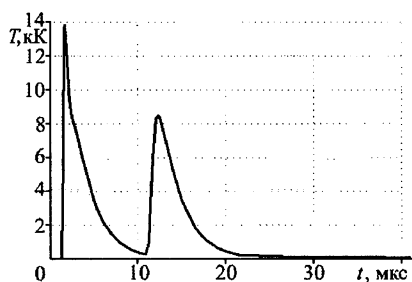


Рис. 7.34: Зависимость от времени яркостной температуры тормозного излучения при двойном взрыве на высоте $H = 1$ км, $q_1 = q_2 = 1$ кт

На рис. 7.36 показана зависимость от времени оптической толщины плазмы вдоль луча зрения, из которой видно, что в течение первых микросекунд плазма является оптически толстой. Оптическая толщина ее убывает до значений, меньших единицы, только к 8-й микросекунде и достигает минимального значения как раз к 11-й микросекунде, когда происходит второй взрыв. Затем оптическая толщина снова возрастает примерно до значения $\tau \approx 9$.

Для сравнения аналогичные расчеты проведены в случае взрывов с тротильовыми эквивалентами по 20 кт. Все прочие параметры задачи остались теми же, что и на рис. 7.32–7.35. На рис. 7.37 изображены кривые яркост-

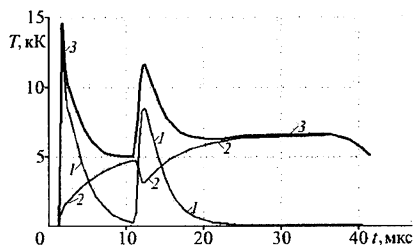


Рис. 7.35: Начальная часть микроволнового излучения при двойном взрыве с эквивалентом $q_1 = q_2 = 1$ кт на высоте $H = 1$ км: 1 — тормозное излучение; 2 — излучение фронта ударной волны; 3 — суммарное излучение

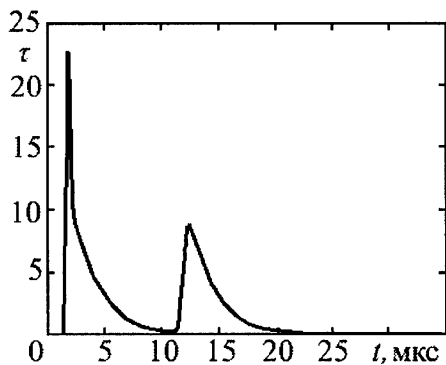


Рис. 7.36: Зависимость оптической толщины частично ионизованной плазмы от времени при двойном взрыве: $H = 1$ км; $q_1 = q_2 = 20$ кт

ной температуры для двойного взрыва с эквивалентами $q_1 = q_2 = 20$ кт при том же запаздывании 10 мкс между взрывами и на той же высоте. Из-за высокой оптической толщины области частичной ионизации излучение фронта ударной волны в первые 20 микросекунд сильно подавлено (кривая 2).

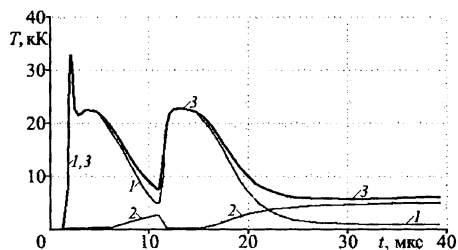


Рис. 7.37: Начальная часть микроволнового излучения при двойном взрыве с эквивалентом $q_1 = q_2 = 20$ кт на высоте $H = 1$ км: 1 — тормозное излучение; 2 — излучение фронта ударной волны; 3 — суммарное излучение

Основная часть сигнала на этом промежутке времени обеспечивается тормозным излучением заряженных частиц плазмы: кривая 1, описывающая тормозное излучение, дает главный вклад в суммарный сигнал, представленный кривой 3). И только после 20-й микросекунды излучение фронта ударной волны начинает пробиваться сквозь слой ионизированной плазмы, когда его оптическая толщина становится порядка десятых, а затем сотых долей единицы.

Из сравнения кривой 2 с кривой 3 рис. 7.7а, полученной для одиночного взрыва такой же энергии, видно, что дальнейший рост излучения фронта ударной волны должен продолжаться примерно до 100 мкс, когда температура достигнет значения около 6 кК, после чего происходит резкая убыль температуры. На начальной стадии сигнала уже к моменту $t \approx 30$ мкс излучение ударной волны превалирует над тормозным.

На рис. 7.38 представлена зависимость оптической толщины плазмы от времени для разных интервалов между взрывами. Расчет сделан при той же геометрии, которая уже использовалась в этом параграфе. Тротильный эквивалент взрывов равен 10 кт. Все кривые имеют общее начало — первый пик с номером 1. Если второй взрыв запаздывает на 5 микросекунд, оптическая толщина области частичной ионизации не успевает уменьшиться до значений, много меньших единицы.

В этом случае получаем второй пик с номером 1, а затем к 20-й микросекунде оптическая толщина становится много меньше единицы, а плазма оптически тонкой.

При запаздывании второго взрыва на 20 мкс получаем оптическую толщину, представленную первым пиком 1 и пиком 2. После первого пика кривая оптической толщины плавно убывает, превышая едини-

цу почти до момента 10 мкс. В интервале времени 10–22 мкс плазма снова оптически тонкая. При запаздывании второго взрыва на 40 мкс плазма является оптически толстой в области первого пика 1 и пика 3, а значительная часть промежуточного временного интервала соответствует оптически тонкой частично ионизованной плазме.

На рис. 7.39 показаны кривые зависимости суммарной яркостной температуры некогерентного излучения, обусловленного обоими механизмами — тормозным излучением и излучением фронта ударной волны. Оба взрыва предполагались одинаковыми по энергии с тротильовыми эквивалентами $q_1 = q_2 = 10$ кт, но с разными временами запаздывания второго взрыва относительно первого. Первый максимум излучения 1, обусловленный преимущественно тормозным механизмом, принадлежит всем кривым. При запаздывании между взрывами в 5 мкс второй максимум тормозного излучения накладывается на первый. Температура между пиками этой кривой, обозначенными одинаковыми цифрами 1, не опускается в минимуме ниже 15 кК.

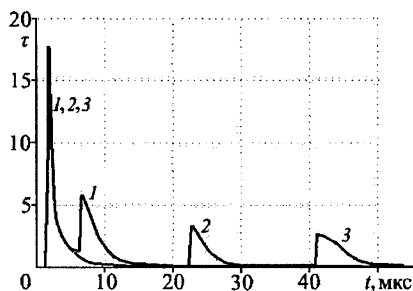


Рис. 7.38: Оптическая толщина плазмы в зависимости от времени для двойного взрыва с эквивалентом $q_1 = q_2 = 10$ кт на высоте $H = 1$ км: 1 — интервал времени между взрывами $\Delta t = 5$ мкс; 2 — $\Delta t = 20$ мкс; 3 — $\Delta t = 40$ мкс

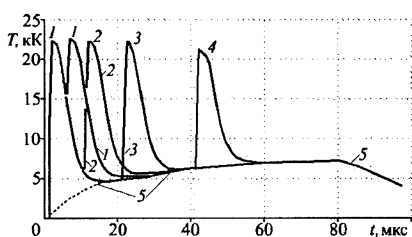


Рис. 7.39: Суммарное некогерентное излучение двойного взрыва с эквивалентами $q_1 = q_2 = 10$ кт на высоте $H = 1$ км: 1–1 — интервал времени между взрывами $\Delta t = 5$ мкс; 1–2 — $\Delta t = 10$ мкс; 1–3 — $\Delta t = 20$ мкс; 1–4 — $\Delta t = 40$ мкс

Для выделения этого минимума температуры на кривой 1–1 мы отделили его небольшим просветом от правого склона первого пика, который служит частью других кривых. Интервал между пиками 1–1 температуры соответствует запаздыванию в 5 мкс. При запаздывании в 10 мкс кривая имеет вид двух пиков 1–2. Кривую на подъеме пика 2

мы тоже разорвали для наглядности. Температура в минимуме между ними не понижается ниже 5 кК. Кривая 1—3 соответствует запаздыванию 20 мкс. Как видно из рис. 7.38, при таком запаздывании частично ионизованная плазма успевает стать оптически тонкой, и между пиками 1 и 3 излучение является практически излучением фронта ударной волны (его температура представлена на рис. 7.39 кривой 5). Аналогично при запаздывании 40 мкс между взрывами (кривая с пиками 1—4) температура близка к температуре фронта ударной волны. Все описанные кривые с разным запаздыванием после второго всплеска температуры постепенно выходят на кривую 5, соответствующую излучению фронта ударной волны. Еще раз подчеркнем, что на рис. 7.39 представлена суммарная температура, обусловленная двумя типами излучения. Мы не стали изображать на рисунке провалы яркостной температуры ударной волны (см. рис. 7.35 и 7.37) в моменты подскока значений оптической толщины при втором взрыве. Убывание температуры на конце кривой 5 связано с приближением к моменту времени, когда ударная волна выходит во фронт тепловой (см. кривую 2 для $q = 10$ кт на рис. 7.7а). Пунктиром на рис. 7.39 приблизительно изображен участок температурной кривой 5, если бы частично ионизованная плазма была прозрачной для излучения ударной волны.

Таким образом, двойной взрыв в атмосфере, сопровождающийся длиннопробежным излучением, может генерировать как когерентную (см. гл. 3), так и некогерентную компоненты микроволнового излучения. Напомним, что интенсивность когерентного излучения обратно пропорциональна квадрату частоты излучения и лучше будет регистрироваться более длинноволновыми радиометрами. Интенсивность некогерентной компоненты, связанной с ударной волной, наоборот, выше при более высоких частотах. Одновременная регистрация сигнала в разных поддиапазонах микроволнового излучения и описанные здесь особенности сигнала могут быть использованы для обнаружения и отождествления двойного источника микроволнового излучения.

7.4 Структура микроволнового сигнала

Обсудим теперь общую структуру микроволнового сигнала сильного воздушного взрыва, сопровождающегося ионизирующими излучениями, и обусловленную разными механизмами генерации. Как правило, сигнал состоит из двух частей — когерентной и некогерентной.

1. Когерентная часть излучения обусловлена асимметрией вылета гамма-квантов из ядерного устройства и соответствующей асимметрии

сий комптоновских токов в воздухе. Спектральная мощность когерентного излучения пропорциональна квадрату тротилового эквивалента и обратно пропорциональна квадрату частоты излучения [138]

$$P_\nu = 0,8 \cdot 10^{24} q^2 / \nu^2, \text{ Вт/Гц}, \quad (7.1)$$

где q — в килотоннах, ν — в герцах, P_ν — в Вт/Гц. Длительность когерентного излучения составляет 0,01—1 мкс. Кроме того, спектральная мощность излучения зависит от степени асимметрии комптоновских токов и, следовательно, от конструкции взрывного устройства.

2. Некогерентное излучение обусловлено несколькими процессами. Эти процессы и излучения, ими создаваемые, разнесены во времени. Они имеют разные длительности и разные характеристики.

1). Практически одновременно с когерентным излучением (если оно есть) возникает тормозное излучение области частичной ионизации. Временной интервал существования этого излучения составляет от 0,01 мкс до десятков микросекунд. Верхний предел указанного интервала определяется типом устройства и мощностью взрыва. Спектральную мощность на ранней стадии сигнала можно рассчитать лишь аналитически (см. гл. 4). На более поздней стадии развития сигнала при $t > 1$ мкс можно использовать уравнение переноса излучения. Решение уравнения переноса методами компьютерного моделирования позволяет рассчитать разнообразные характеристики частично ионизованной плазмы. Радиояркая температура тормозного излучения такой плазмы зависит от многих параметров: тротилового эквивалента, типа источника, высоты взрыва, условий наблюдения (высоты и геометрии размещения наблюдателя относительно места взрыва). Возможности компьютерного моделирования позволяют при необходимости создать банк сигналов тормозного излучения.

2). С первых микросекунд взрыва и вплоть до первой секунды после взрыва (в этом интервале времени можно еще пренебречь подъемом огненного шара) существует радиотепловое излучение ударной волны (см. гл. 5). Характерным признаком этого излучения служит наличие двух разнесенных во времени максимумов радиояркой температуры, разделенных глубоким минимумом. Яркая температура в максимумах достигает значений 5—7 кК в зависимости от величины тротилового эквивалента. В радиотепловом излучении можно выделить два информативных параметра. Один из таких параметров — момент времени выхода ударной волны во фронт тепловой, сопровожда-

ющийся резкой убылью яркостной температуры (см. рис. 7.7). Этот момент времени зависит от величины тротилового эквивалента и плотности воздуха на высоте взрыва. Вторым информативным параметром служит положение второго максимума на кривой яркостной температуры как функции времени. В момент времени, когда достигается второй максимум, огненный шар излучает как черное тело. Момент достижения максимума зависит от частоты излучения, величины тротилового эквивалента q и высоты взрыва. Спектральная плотность излучения в этот момент равна [39, 60, 138, 140, 218].

$$P_{\nu \max} = 0,7 \cdot 10^{-9} (q/\eta)^{2/3}, \text{ Вт/Гц.} \quad (7.2)$$

Здесь η — отношение плотности воздуха на высоте взрыва к плотности на уровне моря.

- 3). Третий механизм некогерентного излучения обусловлен излучением в спектральных линиях. Когда радиояркостная температура радиотеплового излучения после второго максимума убывает до температуры, меньшей 4 кК, в окружающем пространстве накапливается большое количество нейтральных молекул окиси азота. Мы видели в главах 4, 6, 7, что концентрация окиси азота в области частичной ионизации очень быстро нарастает сразу после взрыва и затем долгое время (вплоть до минут) остается постоянной. Одна из вращательных линий молекул оксида азота дает сильное излучение в окне прозрачности вблизи длины волны 2,3 мм. Оценка спектральной мощности излучения приводит к результату [137, 138, 246, 248, 250]:

$$P_{\nu \max} = 1 \cdot 10^{-11} q^{1/2}, \text{ Вт/Гц,} \quad (7.3)$$

Видно, что спектральная мощность (7.3) излучения в линиях много меньше соответствующей мощности излучения ударной волны (7.2). Однако излучение в линиях существует в более позднее время, когда излучение фронта ударной волны заметно уменьшается. Кроме того, согласно работам [6, 137, 138], наибольшее количество молекул NO образуется в области повышенной ионизации, когда по мере остывания огненного шара температура в нем опускается ниже 4 кК. Для взрыва с тротильным эквивалентом 20 кт масса окиси азота в объеме огненного шара может достигать 100 тонн, что приводит к спектральной мощности излучения

$$P_{\nu \max} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/Гц.} \quad (7.4)$$

В работе [138] показано, что в спектральном интервале окна прозрачности $\Delta\nu \approx 0,3 \cdot 10^{11}$ Гц мощность, излучаемая молекулами окиси азота на самой поздней стадии взрыва, равна приблизительно 0,1 кВт и сравнима с мощностью излучения фронта ударной волны в момент достижения второго максимума: 0,3 кВт.

Современная измерительная аппаратура позволяет измерять как очень короткие импульсы длительностью порядка 1 мкс [24, 26, 165, 215], так и протяженные сигналы длительностью десятки миллисекунд и секунды. Первый когерентный импульс, очень короткий и имеющий очень высокую спектральную мощность (7.1), может быть зарегистрирован импульсными радиометрами с постоянной времени 0,1—1 мкс. Этот импульс представляет собой и большую опасность для аппаратуры из-за возможного пробоя. Некогерентное излучение, длящееся десятки миллисекунд и более, интересно своей структурой: первым импульсом, обусловленным тормозным излучением области частичной ионизации, следующим за ним радиотепловым излучением с резким спадом излучения в момент выхода ударной волны во фронт тепловой и ярко выраженным максимумом, соответствующим закону смещения Вина для черного тела. Уже сама по себе сложная структура излучения на протяжении первой секунды после взрыва, если она проявилась в полном объеме, является отличительным признаком ядерного взрыва. После остывания огненного шара, когда существует только излучение во вращательном спектре окиси азота, это излучение может быть зарегистрировано, несмотря на его слабую спектральную мощность, радиометрами с большой постоянной времени, позволяющей повысить чувствительность измерений.

Наличие только когерентной части излучения не позволяет отличить ядерный взрыв от других источников. Как мы видели в главе 2, когерентное излучение в микроволновой области создается молниевыми разрядами. В главе 8 будет показано, что возможны и другие источники когерентного излучения в СВЧ-диапазоне.

Для уверенной идентификации и оценки параметров взрывов необходимо использовать комплексные (одновременные) измерения приборами с разными постоянными времени.

Глава 8

Экспериментальные исследования

Микроволновое излучение плазмы и потоков заряженных частиц, возникающих при вспышках на Солнце, молниевых разрядах, ударном нагреве газа, взрывах и в ряде других физических процессов, обеспечивает наиболее информативные характеристики для эффективного дистанционного контроля и диагностики этих процессов [37, 87, 90], [205]—[210].

В 1948 г. И.Л. Бернштейном был создан первый в стране микроволновый ($\lambda = 10$ см) модуляционный радиометр [14]. А в 1958 г. И.Л. Бернштейном и В.Л. Сибиряковым была построена первая в СССР система фазовой автоподстройки частоты микроволнового ($\lambda = 3$ см) генератора. В 1959—60 гг. разработана серия детекторных радиометров в диапазоне 136—410 ГГц и первый супергетеродинный радиометр диапазона 170—230 ГГц на лампе обратной волны. Последующее развитие техники привело к созданию большого разнообразия радиометрической аппаратуры сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов [211, 212]. В работе [211] дан обзор состояния регистрирующей аппаратуры. Радиометры измеряют мощность излучения, собираемого антенной в заданной полосе частот. Наиболее распространены компенсационный и модуляционный типы радиометров. В приборах первого типа напряжение на выходе приемника компенсируется опорным постоянным напряжением (в ячейке сравнения). Тем самым компенсируется постоянная шумовая часть сигнала и регистрируются сигнал, принятый антенной, и шумовые флуктуации. В модуляционных радиометрах приемник с помощью переключателя-модулятора

периодически подключается то к антенне, то к ее эквиваленту (согласованной нагрузке или дополнительной антенне). На выходе образуется модулированный сигнал типа “меандр”. В отсутствие источника полезного сигнала в поле зрения антенны высоту прямоугольных импульсов уменьшают до нуля с помощью дополнительного генератора. При появлении полезного сигнала баланс нарушается, и на выходе радиометра регистрируется сигнал, модулированный прямоугольными импульсами.

Для целей микроволнового мониторинга атмосферы, обнаружения, идентификации и диагностики источников излучения необходимы радиометры, позволяющие: 1) обеспечить широкий диапазон шумовых температур (ввиду большого многообразия источников) и 2) разрешить временную структуру микроволнового импульса. Традиционные радиометры не обладают характеристиками, отвечающими одновременно обоим этим требованиям. Все они являются по сути инерционными приборами. Характерные времена накопления составляют единицы и десятки секунд [212], а диапазон шумовых температур, как правило, узок: либо это радиометры, предназначенные для регистрации мощных импульсов сверхизлучения, либо, наоборот, для измерения слабых сигналов в радиоастрономии и т.п.

Применению приборов миллиметрового диапазона в системах связи и радиолокации посвящены работы [8, 213, 214].

8.1 Радиометрический комплекс

Для регистрации начальной стадии импульсного сигнала длительно­стью в десятки микросекунд необходимы импульсные радиометры с постоянной времени порядка 1 мкс и менее. В миллиметровом диапазоне имеются четыре окна прозрачности воздуха. В табл. 8.1 приведены взятые из работы [164] длины волн миллиметрового диапазона, соответствующие окнам прозрачности воздуха на уровне моря (летом, в средних широтах). Во второй строке таблицы даны коэффициенты поглощения энергии волн внутри окон. Поглощение микроволнового излучения в миллиметровом диапазоне происходит за счет молекулярного поглощения волновых паров.

Таблица 8.1: Окна прозрачности воздуха

λ , мм	8,6	3,5	2,4	1,4
γ , дБ/км	0,07	0,42	0,45	1,0

Так как грозы, как правило, сопровождаются дождями, то для регистраций микроволновых импульсов молний с учетом ослабления микроволнового излучения в дожде, возрастающего с уменьшением длины волны, лучше использовать использовать наиболее длинноволновое окно прозрачности с центром, соответствующим длине волны 8,6 мм. Для импульсных некогерентных сигналов (например, при излучении фронтов ударных волн взрывов), спектральная интенсивность которых прямо пропорциональна квадрату частоты, выгоднее использовать окна с меньшими длинами волн. В табл. 8.1 наименьший коэффициент поглощения соответствует этому окну. С увеличением высоты источника над уровнем моря уменьшается содержание водяных паров в воздухе и уменьшается поглощение.

Специально для проведения экспериментальных исследований импульсных сигналов был разработан радиометрический комплекс со временем интегрирования около 1 мкс, позволяющий охватить интервал измеряемых температур от 300 до 10^6 К в восьмимиллиметровом диапазоне [22]–[26], [215]. Комплекс содержит блок питания, блок управления, сверхвысокочастотный радиометр и регистрирующую часть. Радиометр представляет собой супергетеродинный приемник компенсационного типа, работающий на длине волны 8 мм и имеющий постоянную времени 1 мкс. Антенная система радиометра состоит из параболического зеркала с рупорным облучателем. Эффективная площадь антенны $0,12 \text{ м}^2$, угловая ширина диаграммы направленности по уровню 0,5 порядка $1,4^\circ$. Упрощенная структурная схема радиометра представлена на рис. 8.1 [25, 215, 216].

Основное назначение прибора — регистрация коротких всплесков электромагнитного излучения с длительностями от 1 мкс до 0,01 с, поэтому на выходе радиометрического приемника сигнал от медленно меняющихся источников и помех отсутствует (нет постоянной составляющей).

Работу радиометрического комплекса можно представить следующим образом [25, 34, 215, 216]. Действующий на приемную антенну (АП) импульсный сигнал источника смешивается в смесителе (СМ) с сигналом местного гетеродина (ГГ) на частоте 37,5 ГГц и разностная частота в диапазоне от 0,1 ГГц до 1,6 ГГц поступает на вход и усиливается в предварительном усилителе промежуточной частоты УПЧ1, который и определяет полосу промежуточных частот. Усилитель УПЧ1 обладает низким уровнем собственных шумов – 1,8 дБ. Таким образом, приемник регистрирует верхнюю и нижнюю боковые полосы; общая ширина полосы регистрируемых частот составляет 3,2 ГГц.

Сигнал с выхода УПЧ1 распределяется на два канала: “точный” и “грубый” — с целью увеличения динамического диапазона прибора (соотношение амплитуд 1:100), затем поступает на основные усилители промежуточной частоты УПЧ2т (точный канал) и УПЧ2г (грубый канал).

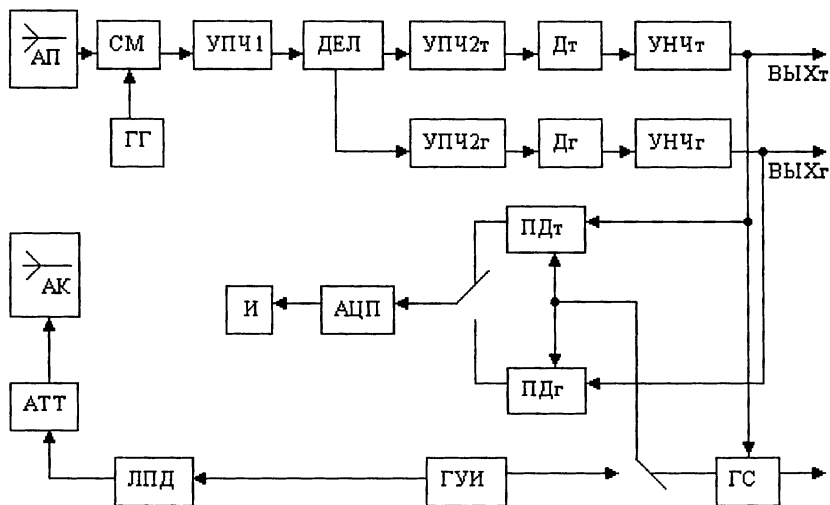


Рис. 8.1: Структурная схема радиометра: АП — приемная антенна; ГГ — генератор на диоде Ганна ($\lambda \approx 8$ мм); СМ — смеситель; УПЧ1 — предварительный усилитель промежуточной частоты; ДЕЛ — делитель сигнала на два канала (точный и грубый); УПЧ2т и УПЧ2г — основные усилители промежуточной частоты в точном и грубом каналах; Дт и Дг — квадратичные детекторы точного и грубого каналов; УНЧт и УНЧг — усилители низкой частоты точного и грубого каналов; ПДт и ПДг — пиковые детекторы точного и грубого каналов; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; И — семисегментные индикаторы; ГС — амплитудный селектор и генератор синхроимпульсов; ГУИ — генератор управляющих импульсов; ЛПД — лавинно-пролетный диод; АТТ — аттенюатор установки шумовой температуры; АК — антенна калибровочная.

В усилителе УПЧ2т происходит усиление сигнала до величины, достаточной для функционирования детектора Дт в диапазоне антенных температур точного канала $300-10^5$ К. Усиленный сигнал детектируется детектором Дт, который в области малого сигнала является квад-

ратичным, а в области большого — линейным. Следовательно, в области малых сигналов выходной сигнал пропорционален не напряженности электрического поля, а его мощности и, следовательно, температуре. Отклонение от квадратичности при больших уровнях сигнала приводит к нелинейной зависимости величины выходного сигнала от радиояркостной температуры. Однако этот шаг позволяет, используя всего два измерительных канала, охватить весь динамический диапазон температур от 300 до 10^6 К. При использовании квадратичного закона детектирования во всем диапазоне температур число каналов пришлось бы увеличить как минимум до пяти.

Далее сигнал усиливается без постоянной составляющей усилителем низкой частоты УНЧт и поступает на генератор приема строга ГС (амплитудный селектор и генератор синхроимпульсов), который формирует импульс в момент каждого перехода выходного сигнала УНЧт через некоторое пороговое значение. ГС производит обнаружение сигнала, его передний фронт соответствует переднему фронту импульса принимаемого излучения.

Грубый канал (усилитель УПЧг) в основном идентичен точному каналу. Отличия состоят в том, что коэффициент усиления УПЧг существенно меньше, чем у точного канала, и у него нет выхода на генератор строга ГС, т.е. обнаружение сигнала происходит только в точном канале.

Усилители УНЧ определяют постоянную времени прибора (по верхней частоте) и предельную длительность регистрируемых импульсов (по нижней частоте). С выходов УНЧ сигнал поступает на пиковые детекторы ПДт, ПДг, запоминающие максимальную величину принятого импульса, затем на аналого-цифровой преобразователь АЦП и цифровой индикатор И. Переключатель позволяет регистрировать показания “точного” или “грубого” канала на индикаторах. Запуск пиковых детекторов осуществляется с помощью амплитудного селектора ГУИ или генератора синхроимпульсов ГС. ГС вырабатывает синхроимпульс при превышении порогового уровня сигнала на выходе “точного” канала, что обеспечивает запуск пиковых детекторов.

Поскольку принимаемое радиометром излучение имеет импульсный характер, то и калибровочный сигнал должен представлять собой импульсы определенной длительности. Это достигается с помощью ГУИ за счет импульсного управления током генератора шумового сигнала на лавинно-пролетном диоде ЛПД. Установка необходимой шумовой температуры осуществляется с помощью переменного аттенюатора АТТ на рп-диоде. Для подключения внешних устройств реги-

страции радиометр снабжен аналоговыми выходами точного и грубого каналов и выходом синхроимпульса для запуска внешнего устройства.

Технические характеристики радиометрического комплекса приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2: Технические характеристики радиометрического комплекса

Динамический диапазон радиоярких температур принимаемого излучения,	300—10 ⁶ К
Флюктуационная чувствительность, приведенная к секундному интервалу наблюдения	0,3 К
Центральная длина волны принимаемого излучения	8 мм
Минимальная длительность сигнала на входе	1 мкс
Ширина диаграммы направленности приемной антенны по уровню половинной мощности	1,5 ⁰
Число разрядов аналого-цифрового преобразователя	8
Длительность такта преобразования	66 нс
Время обработки одной реализации	6 с
Потребляемая мощность от сети 220 В 50 Гц	200 Вт
Масса радиотеплолокатора вместе с системой обработки	35 кг

Результаты измерений микроволнового излучения импульсных источников регистрировались несколькими способами. Во-первых, с помощью встроенных пиковых детекторов, прокалиброванных по температуре. Данные с индикаторов детекторов фиксировались визуально. К сожалению, этот способ не дает возможности судить о длительности импульса и, тем более, о динамике изменения температуры во время вспышки излучения. Во-вторых, к “точному” и “грубому” выходам приемника радиометра подключался осциллограф с запоминающей трубкой, который запускался тем же импульсом, что и пиковые детекторы. Осциллограммы с экрана осциллографа фиксировались фотоаппаратом на пленку или какой-либо бумажный носитель, что позволяло наблюдать динамику импульсного процесса во времени. При большом объеме измерений использовался третий способ регистрации — с помощью микроЭВМ и последующей записью сигналов на магнитный носитель. В этом случае те же сигналы, что подавались на вход осциллографа, поступали на вход специально разработанного быстродействующего аналого-цифрового преобразователя, входящего в состав контроллера предварительной обработки сигналов. Помимо радиосиг-

налов разработанный контроллер позволял регистрировать с помощью фотоэлектронного умножителя оптическое излучение источника в видимой и ближней инфракрасной зоне спектра. Временные характеристики источника в видимой области и радиодиапазоне существенно различаются. В ряде экспериментов это значительно облегчало анализ и интерпретацию результатов измерений. Каждый из использованных способов имеет свои преимущества и недостатки. Первый способ наиболее оперативен при подготовке комплекса к измерениям и не сложен. Последний способ наиболее информативен, но требует дополнительного времени при организации работ в полевых условиях и большого расхода носителей информации в период ожидания события. Поэтому в полевых условиях предпочтение отдавалось тому или иному способу, исходя из конкретных обстоятельств и метеорологической обстановки.

Приведем результаты регистрации импульсного излучения с помощью описанного радиометрического комплекса. Во всех описанных далее экспериментах проводились контрольные опыты с полностью экранированным входом антенного волноводного тракта. Регистрируемые сигналы в этом случае были на уровне шума. Это означает, что наблюдавшиеся сигналы действительно являются микроволновым излучением соответствующих источников, а не наводкой.

8.2 Регистрация микроволнового излучения лазерной плазмы

Одним из импульсных процессов выделения энергии в воздухе, приводящих к образованию и распространению тепловой и ударной волн, является лазерный пробой воздуха. Лазерная вспышка — миниатюрная модель многих процессов воздушного взрыва [6, 34, 35, 41]. В целях диагностики образующейся лазерной плазмы обычно регистрируют сопровождающую вспышку оптическое и рентгеновское излучения. Как и в экспериментах с ударной волной [87], для диагностики плазмы можно использовать и микроволновое излучение.

Экспериментальные исследования проводились на импульсной лазерной установке “Сириус” на неодимовом стекле [217]. Пробой воздуха осуществлялся лазерным излучением с энергией 2,5—5 Дж и длительностью импульса 50 и 300 нс. Для регистрации микроволнового сигнала использовался радиометрический комплекс, описанный в разделе 8.1.

Измерения зависимости радиояркой температуры от времени проводились при различной ориентации плоскости поляризации лазер-

ного излучения относительно оси волновода радиометра. Зависимости мощности микроволнового излучения от поляризации не обнаружено. Следовательно, было зарегистрировано некогерентное неполяризованное излучение. Для более полного изучения параметров плазмы, возникающей при лазерном пробое, одновременно регистрировалось инфракрасное излучение в диапазоне 0,9–1,2 мкм.

На рис. 8.2 сплошной кривой изображена экспериментально зарегистрированная зависимость радиояростной температуры плазмы от времени, на совмещенном графике пунктиром приведена в логарифмическом масштабе интенсивность инфракрасного излучения в зависимости от времени.

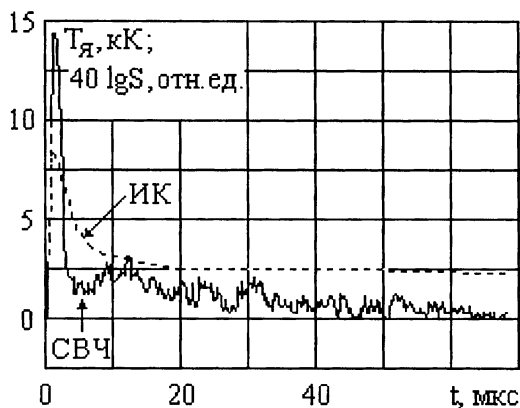


Рис. 8.2: Временные зависимости радиояростной температуры (сплошная кривая) и интенсивности инфракрасного излучения (пунктир, логарифмический масштаб)

сущим лазерной вспышке. Недостаточное временное разрешение прибора не позволило подробно исследовать первый импульс, поэтому основное внимание уделим второму импульсу — импульсу радиотеплового излучения. За первым импульсом в микроволновом излучении следует провал (резкий минимум), хотя по данным измерений в инфракрасном диапазоне и температура электронов (~ 10 эВ), и концентрация их ($\sim 10^{18}$ см $^{-3}$) велики. В инфракрасном диапазоне в это время еще наблюдается интенсивное излучение, причем длительность информативной части инфракрасного импульса порядка 10 мкс. Длительность второго импульса микроволнового излучения заметно боль-

Сигнал микроволнового излучения состоит из двух импульсов и имеет два максимума. Длительность первого составляет единицы микросекунд. Максимальная яркостная температура в зависимости от энергии лазера в импульсе изменяется в пределах от 5,5 до 14,5 кК. По оценкам авторов эксперимента [34, 35], первый начальный импульс обусловлен возникающей при пробое электронной лавиной (температура электронов около 10 эВ) и является специфическим сигналом, при-

ше и в зависимости от выделившейся энергии составляет 40—60 мкс. Яркостная температура плазмы растет и достигает предельного значения порядка 2,5—3 кК к моменту времени ~ 12 мкс. Второй импульс — радиотепловое излучение — обусловлен гидродинамическими процессами, аналогичными процессам при воздушном взрыве [218]. Этот сигнал порождается распространяющейся ударной волной.

Проведем теоретическую оценку импульса радиотеплового излучения плазмы, взяв за основу методику расчета, изложенную в главе 5 и основанную на использовании обобщенной формы закона Кирхгофа в совокупности с теоремой взаимности и флуктуационно-диссипативной теоремой. При оценке учтено и решение уравнения переноса микроволнового излучения. Так как в экспериментах с лазерной вспышкой излучение падало непосредственно на срез волновода, радиометр регистрировал радиояркостную температуру фронта ударной волны. В этом случае задача оценки радиояркостной температуры упрощается:

$$T_{\text{я}} = AT_r,$$

где A — поглощательная способность, T_r — радиационная температура.

Зависимость от времени этих величин обуславливается гидродинамическими процессами с учетом переноса теплового излучения. В рассматриваемом случае продольные и поперечные размеры лазерной искры одного порядка, и гидродинамическая задача, в отличие от воздушного взрыва, трехмерна и автомодельного решения не имеет. Для анализа воспользуемся данными оптических наблюдений. В течение первых 3—5 мкс объем, занимаемый искрой, имеет порядок 10^{-1} см³, концентрация электронов $\sim 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Плазменная частота электронов много больше частоты микроволнового излучения: $\omega_{pe} \gg \omega$, коэффициент отражения близок к единице, а поглощательная способность близка к нулю. Таким образом, на основании разработанной в гл. 5 методики легко объясняется провал на зависимости яркостной температуры от времени.

По мере падения температуры уменьшается концентрация электронов и уменьшается плазменная частота. При уменьшении последней до частоты микроволнового излучения поглощательная способность возрастает до единицы, при этом радиационная температура возрастает до температуры на фронте ударной волны. По данным работы [35], полученным использованием расчетов на фронте ударной волны работ [6, 41, 218], этому случаю для воздуха нормальной плотности соответствует температура 3—4 кК, а концентрация электронов $\sim 10^{13}$ см⁻³. Таким образом, расчетное значение максимальной

радиояркой температуры ударной волны, образующейся при лазерной вспышке в воздухе нормальной плотности, соответствует 3 кК при длине волны 8 мм.

Из рис. 8.2 видно, что именно это значение и зафиксировано в эксперименте, причем оно не зависит ни от энергии вспышки, ни от ее длительности. От энергии вспышки зависит момент достижения максимума: с ростом энергии вспышки характерные времена возрастают.

Дальнейшее уменьшение радиояркой температуры на рис. 8.2 связано с уменьшением термодинамической температуры ниже 3 кК, при этом существенно уменьшается концентрация электронов и поглощательная способность, а излучающий объем становится оптически тонким.

Таким образом, регистрация микроволнового излучения при лазерной вспышке позволяет оценить температуру, а следовательно и концентрацию электронов в разлетающейся плазме в более поздней стадии процесса разлета плазмы, в отличие от регистрации оптического и рентгеновского излучений.

Можно полагать, что регистрация миллиметрового излучения в комплексе с регистрацией оптического и рентгеновского излучений позволит более полно решать задачи диагностики плазмы.

8.3 Сигнал от потока электронов высокой энергии

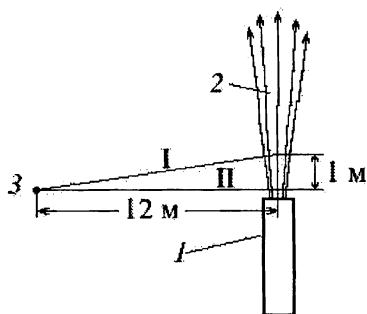


Рис. 8.3: Схема эксперимента: 1 — линейный ускоритель; 2 — пучок электронов; 3 — радиометр

Приведем результаты эксперимента в 8-миллиметровом диапазоне, моделирующего генерацию когерентного импульса при контактном ядерном взрыве (рис. 8.3).

Расходящийся пучок электронов высокой энергии от линейного ускорителя распространялся в воздухе. Максимальный ток был равен 18 А, длительность импульса порядка 1 мкс. Микроволновый сигнал регистрировался радиометром с постоянной времени 0,1 мкс [25, 26, 215]. Параболическая антенна радиометра имела ширину диаграммы направленности $\sim 0,03$ рад

и находилась на расстоянии 12 метров от оси пучка электронов.

На рис. 8.4 приведены две из более чем 10 удачных записей — спектральная интенсивность излучения пучка в зависимости от времени. Кривая 1 соответствует случаю, когда визир антенны нацелен на точку оси пучка, отстоящую на 1 м от места выхода пучка электронов из ускорителя в воздух (направление I на рис. 8.3). Центр антенного пятна имел диаметр 0,4 м. Кривая 2 соответствует направлению визира антенны непосредственно на место выхода пучка (направление II на рис. 8.3).

Максимуму кривой 1 соответствует антенная температура 71 кК, а максимуму кривой 2 — 170 кК. Это различие связано с уменьшением плотности тока электронов по мере удаления от места выхода пучка из ускорителя.

Длительность импульса составляет несколько микросекунд, что соответствует длительности импульса тока ускорителя. Излучение потока электронов поляризовано. При повороте антенны радиометра на 90° так, чтобы поляризованное излучение не попадало в волноводный тракт, регистрировалось лишь микроволновое излучение воздушной плазмы, гораздо менее интенсивное, чем излучение электронов. При экранировании волноводного тракта регистрировалась лишь шумовая дорожка. Следовательно, наблюдавшийся сигнал не был простой наводкой. Во всех экспериментах когерентный импульс надежно регистрировался на фоне шума, превышая его уровень в 2—4 раза. Еще раз отметим, что длительность импульса составила 2—3 мкс при временном разрешении 0,1 с [25, 26, 215].

8.4 Излучение при электрическом взрыве проволочек

Широкое использование явления электрического взрыва проводников в научных исследованиях и прикладных работах [208]—[210], [215, 216] требует разработки новых экспериментальных методов диагностики сопутствующих физических процессов (ударных волн, импульсов электромагнитного излучения и др.). К таким методам относится и микроволновый метод. При этом изученность основных механизмов генера-

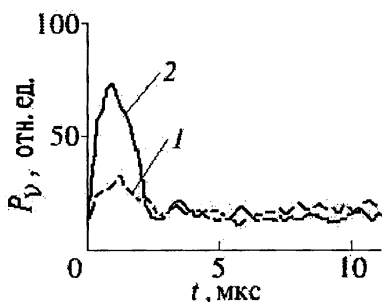


Рис. 8.4: Спектральная интенсивность излучения пучка электронов в зависимости от времени

ции электромагнитного излучения в процессах, протекающих в низкотемпературной плазме, позволяет решать обратные задачи восстановления основных параметров плазменного образования, создаваемого нестационарными источниками, по характеристикам регистрируемого излучения.

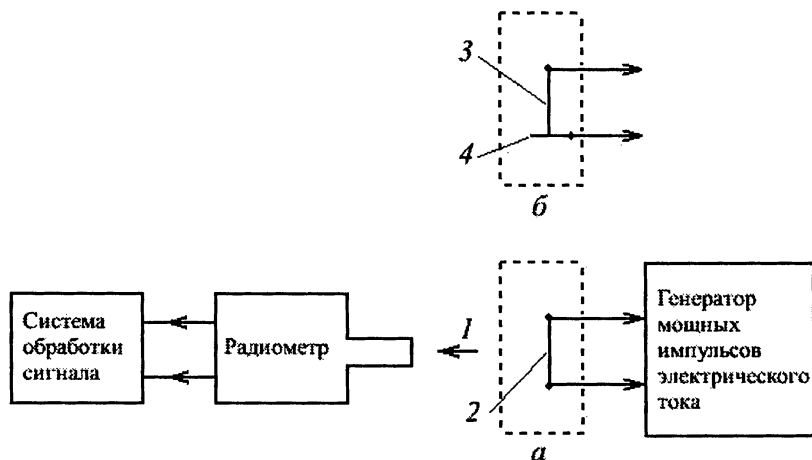


Рис. 8.5: Схема эксперимента со взрывом проволочек

Описанный в разделе 8.1 радиометрический комплекс был использован для регистрации микроволнового излучения при взрыве медных проволочек. В работах [25, 26, 215, 216] описан электрический взрыв медных проволочек диаметром 0,15 мм при разряде через них конденсатора емкостью 2 мкФ, заряженного до напряжения 5 кВ. Расстояние между срезом волновода радиометра и проволочкой составляло 3 см.

На рис. 8.5. показана схема эксперимента. Пунктиром обведен узел установки, в котором (*a*) помещаются проволочка 2 или (*b*) электрод из твердого сплава 3 и стальная пластина 4. Микроволновое излучение 1 регистрируется радиометром, сигнал которого поступает на систему обработки сигнала.

На рис. 8.6 и 8.7 приведены полученные экспериментально зависимости спектральной интенсивности микроволнового излучения от времени. Длина проволочек составляла 1 см (рис. 8.6) и 2 см (рис. 8.7). Максимуму интенсивности на рисунках соответствует антенная температура 180 кК. Анализ полученных сигналов приводит к выводу, что эти сигналы представляют собой электромагнитное излучение разряд-

ного тока, причем максимумам интенсивности микроволнового излучения соответствуют наибольшие скорости изменения тока.

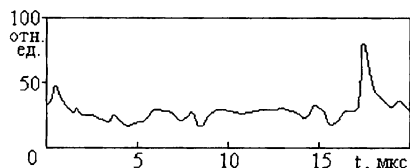


Рис. 8.6: Спектральная интенсивность микроволнового излучения при взрыве проволоки длиной 1 см

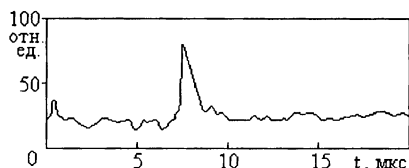


Рис. 8.7: Спектральная интенсивность микроволнового излучения при взрыве проволоки длиной 2 см

Из рис. 8.6 и 8.7 видно, что излучение собственно взрыва отделено от микроволнового излучения разряда паузой излучения, примерно совпадающей по времени с паузой тока [208]. В самом деле, первый всплеск микроволнового излучения на рисунках генерируется током, текущим по еще не взорвавшейся проволочке. Он запускает радиометр, работающий в ждущем режиме. На рис. 8.6 первый импульс больше, чем на рис. 8.7, что связано с меньшим омическим сопротивлением и меньшей индуктивностью проволочки длиной 1 см, поскольку параметры передней части импульса разрядного тока определяются в основном электрическими параметрами проволочки. Далее наступает пауза тока, так как при испарении материала проволочки электрическое сопротивление разрядного промежутка резко возрастает. Через некоторое время происходит электрический пробой продуктов взорвавшейся проволочки и генерируется второй импульс микроволнового излучения.

Отметим, что экранирование входа в волноводный тракт радиометра приводило к уменьшению сигнала более чем в 3 раза, что свидетельствует о превышении полезного сигнала над наводкой во столько же раз.

8.5 Излучение высоковольтного разряда

Та же схема эксперимента (см. рис. 8.5), но с узлом (б) использовалась для получения микроволнового излучения при высоковольтном разряде в воздухе. Электрический взрыв контактирующих металлических поверхностей создавался при разряде между электродом из

твердого сплава на основе карбида вольфрама и стальной поверхностью [25, 216]. Начальное подводимое напряжение составляло 1,5 кВ, а емкость батареи конденсаторов была равна 1800 мкФ. Расстояние от среза волновода радиометра до электрода ~ 20 см.

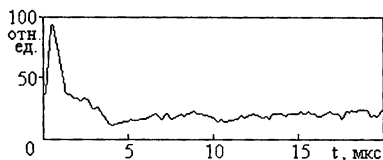


Рис. 8.8: Спектральная интенсивность микроволнового излучения при высоковольтном электрическом разряде

полагают, что зарегистрированный сигнал является излучением разрядного тока, как и первый всплеск на рис. 8.6 и 8.7, поскольку микроволновый импульс образующейся при разряде плазмы должен быть более продолжительным и менее интенсивным. По амплитудно-временным характеристикам спектральной интенсивности микроволнового излучения можно судить о параметрах разрядного тока. В частности, ширина импульса характеризует продолжительность нарастания разрядного тока, а максимум сигнала приходится на момент наибольшей скорости роста тока.

Отметим, что при электрическом взрыве контакта не генерируется второй импульс микроволнового излучения, как в случае электрического взрыва проволочек. По-видимому, это связано с тем, что образующиеся продукты взрыва успевают конденсироваться на электродах, и поэтому повторного пробоя не происходит.

Таким образом при электрическом взрыве проводников генерируется достаточно интенсивное электромагнитное излучение в микроволновом диапазоне. При повышении чувствительности радиометра возможна регистрация излучения образующейся плазмы, что позволит определять зависимость ее температуры от времени.

8.6 Микроволновое излучение молний

В разделе 3.1 обсуждались особенности молниевых разрядов и рассчитывалось микроволновое излучение молний. Разряды молний созда-

На рис. 8.8 представлена зависимость от времени спектральной интенсивности микроволнового излучения, полученная в эксперименте. Максимальная антенная температура составила 210 кК. При экранировании волноводного тракта максимальное значение сигнала уменьшалось приблизительно в 3 раза, что свидетельствует о трехкратном превышении полезного сигнала наводки. Авторы эксперимента [216]

ют основные помехи при приеме микроволнового излучения [120, 121]. Длительность микроволнового импульса имеет порядок 10 мкс и менее, поэтому регистрация его в миллиметровом диапазоне возможна лишь импульсными радиометрами с постоянной времени порядка 1 мкс и менее. В миллиметровом диапазоне четыре окна прозрачности воздуха. С учетом ослабления микроволнового излучения в дожде (см. табл. 8.1), возрастающего с уменьшением длины волны, для приема излучения молнии целесообразно использовать наиболее длинноволновое окно прозрачности с центром вблизи длины волны 8 мм. Чем выше частота, тем ниже уровень сигнала и тем слабее регистрируемый сигнал. Следовательно, на более высоких частотах необходимо делать антенну с большим коэффициентом усиления и более узкой диаграммой направленности. Но это существенно снижает вероятность регистрации, так как радиометр регистрирует сигнал только тогда, когда источник находится в пределах антенного пятна.

С помощью описанной в разделе 8.1 аппаратуры (после отработки методики оценки спектральной плотности микроволнового излучения в лабораторных условиях в экспериментах, описанных в параграфах 8.2—8.5) были проведены экспериментальные исследования микроволнового излучения молний на длинах волн вблизи $\lambda = 8$ мм. Эксперименты были начаты в 1996 г. Методика экспериментов состояла в следующем. Антенная система располагалась на высоте около 3 метров и во время регистрации находилась либо в покое, либо непрерывно поворачивалась. В последнем случае антенное пятно непрерывно перемещалось по грозовому облаку. При полевых условиях регистрировался максимальный уровень импульса вертикально поляризованного излучения двумя каналами регистрации (грубым и точным).

Регистрируемая действующая антенная температура радиометра

$$T_d = T_a + T_{\text{ш}},$$

где $T_a = I_\nu S_{ef} / (2k)$ — антенная температура; I_ν — спектральная интенсивность; S_{ef} — эффективная площадь антенны (см. гл. 2); k — постоянная Больцмана; $T_{\text{ш}}$ — шумовая температура радиометра. При включении точного канала $T_{\text{ш}} \approx 1200$ К.

Одновременно на коротких волнах регистрировался радиосигнал от молнии и проводились наблюдения оптического сигнала. По запаздыванию звукового сигнала относительно радиосигнала от молниевых разряда оценивалась дальность источника с учетом направления приема микроволнового излучения. В 1996 г. в семи событиях при молниевых разрядах показания радиометра от грозового облака при отсутствии дождя в пункте наблюдения превышали фоновые значения.

Основные результаты этих экспериментов приведены в работе [111]. Эксперименты были продолжены в летне-осеннем сезоне в Можайском районе Подмоскovie в 1996—1999 гг. по измененной методике [104]. Регистрировалось микроволновое излучение от канала возвратного удара молнии. Ожидался максимальный уровень сигнала, поскольку максимальные токи соответствуют именно этой стадии (см. раздел 3.1). Заранее вблизи пункта регистрации на расстоянии примерно 900 м был выбран высотный металлический объект. Антенна была нацелена на область, расположенную над объектом. Размер антенного пятна составлял приблизительно 40 м. Было зарегистрировано шесть близких молний, причем 7 августа 1997 г. в 1 ч 10 мин источник сигнала оказался расположенным существенно ближе (произошел разряд на вершину дуба), хотя и в том же направлении. Данные регистрации с включенным точным каналом приведены в таблице 8.3.

Отметим, что регистрация 7 августа 1997 г. проведена во время ливня через мокрое стекло толщиной 3,5 мм. Расстояние до источника определено путем измерения расстояния до места удара молнии.

Таблица 8.3: Результаты регистрации микроволнового излучения молний

Дата и время события (ггммддччмм),	T_d , отн. ед.	L , км	T_a , К
9607281408	30	—	600
9608031812	52	≈ 3	1900
9608031813	65	≈ 3	2700
9608031909	61	—	2500
9708070108	42	—	1300
9708070110	133	$\approx 0,35$	6800
9708070117	66	$\approx 0,9$	2800
9708070119	68	$\approx 0,9$	2900
9807271539	29	—	500
9808101721	31	—	600
9908201607	40	≈ 5	1200
9908201609	38	≈ 5	1100

Позднее были проведены лабораторные исследования прохождения 8-миллиметрового излучения через мокрое стекло толщиной 3,5 мм. При этом коэффициент пропускания оказался равен 0,2, коэффициент поглощения 0,4, коэффициент отражения 0,4.

В 1998—1999 гг. в основном регистрировались форма и длительность микроволнового излучения молнии. Лишь 20 августа 1999 г. были четко зарегистрированы два почти одинаковых по форме сигнала от верхней части канала возвратного удара молний, наблюдаемых на расстоянии порядка 5 км и менее.

По сравнению с излучением при одиночном разряде (см. рис. 8.8) сигнал оказался сложным, состоящим из серии одиночных импульсов с длительностью, превышающей 5 мкс, частично накладывающихся друг на друга (рис. 8.9). Общая длительность составила приблизительно 60 мкс. В обоих наблюдениях от 20 августа 1999 г. наибольшую амплитуду имел не первый начальный импульс, а второй. Амплитуда второго импульса примерно в четыре раза превысила амплитуду начального.

Повидимому, сложная форма сигнала объясняется тем, что в пределах антенного пятна в момент регистрации оказался ветвистый канал молнии, имеющий сложную геометрию. Для сравнения обратимся к рис. 8.8, на котором приведена форма сигнала от одиночного разряда в воздухе. На рис. 8.9 по оси ординат отложена антенная температура в относительных единицах. Значению 100 отн. ед. соответствует приблизительно температура 6 кК. Сигналы зарегистрированы от перемещавшегося в северо-восточном направлении грозового облака в моменты световой вспышки в отсутствие дождя в пункте наблюдения через открытое окно. Антенна была нацелена на облако под углом примерно 45° к горизонту. Обнаружено возрастание уровня фона примерно на 10% от грозового облака даже в отсутствие видимого разряда молнии. Повидимому, это связано с внутриоблачными разрядами, не сопровождающимися световыми вспышками.

В разделе 3.1 (см. формулу (3.17)) были приведены оценки антенной температуры излучения молний по данным работы [107] с учетом потерь во время дождя на трассе распространения микроволнового излучения. Полученная в оценках антенная температура при токах 10—20 кА в канале возвратного удара составила 4,7—19 кК. Этот ре-

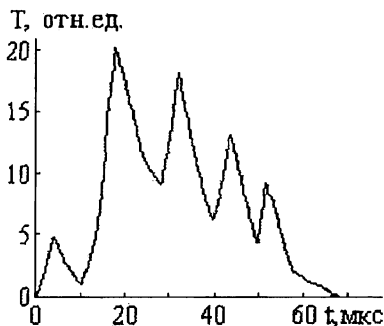


Рис. 8.9: Зависимость интенсивности микроволнового излучения молниевое разряда от времени

зультат согласуется с данными эксперимента от 7 августа 1997 г. (см. табл. 8.3), если учесть дополнительное ослабление сигнала в стекле.

Таким образом, доказано, что при разрядах молний генерируется микроволновое излучение миллиметрового диапазона. Максимальная спектральная интенсивность этого излучения на расстояниях порядка нескольких километров соответствует антенной температуре в несколько тысяч кельвин. С учетом параметров антенны максимальная спектральная интенсивность излучения составляет более 10^7 Ян ($1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ Гц})$). При приеме волн миллиметрового диапазона молнии являются помехой лишь на расстояниях менее 5 км.

Итак, для регистрации импульсных сигналов микроволнового излучения разнообразных источников могут быть использованы супергеретеродинные импульсные радиометры с высоким временным разрешением, работающие в широком диапазоне антенных температур. Приведенные примеры регистрации импульсных сигналов от различных источников наглядно иллюстрируют возможности радиометров. Экспериментально подтверждена генерация миллиметрового излучения инжектированными в воздух электронами высокой энергии, электрическим взрывом проволочек, электрическим и лазерным разрядом в воздухе. Импульсная радиометрическая аппаратура пригодна как для регистрации маломощного некогерентного излучения, так и при исследовании когерентного микроволнового излучения и сверхизлучения. Сочетание новых экспериментальных возможностей с разработкой методик расчета параметров микроволнового импульса в зависимости от его механизма генерации открывают широкие перспективы для решения задач обнаружения, идентификации и диагностики всевозможных источников микроволнового излучения.

Глава 9

Неравновесное световое излучение

Введение

Механизмы генерации неравновесного светового излучения при прохождении ионизирующих излучений в атмосфере Земли во многом схожи с процессами генерации микроволнового излучения. Более того, спектры микроволнового и неравновесного светового излучения частично попадают в окна прозрачности атмосферы Земли. Поэтому мы сочли целесообразным исследовать особенности формирования и распространения в атмосфере неравновесного светового излучения, генерируемого высокоэнергетическими источниками искусственного и естественного происхождения.

Земная атмосфера почти полностью прозрачна для электромагнитного излучения лишь в двух сравнительно узких окнах: оптическом — в диапазоне длин волн λ от 0,3 мкм (3000 \AA) до 1,5–2 мкм (область до 8 мкм состоит из ряда узких полос пропускания), и в радиодиапазоне — для волн длиной от 1 мм до 15–30 м.

Непрозрачность атмосферы для всех других длин волн определяется поглощением и рассеянием излучения на молекулах и атомах, а также отражением радиоволн от ионосферы.

На рис. 9.1–9.3 для различных спектральных диапазонов приведена зависимость от длины волны ослабления электромагнитного излучения химическими элементами и соединениями, входящими в состав атмосферы Земли. Длина волны приведена в ангстремах. По оси орди-

Механизм генерации неравновесного излучения состоит в следующем. Ионизирующее излучение источника (рентгеновское и гамма-излучение, нейтроны) вызывает ионизацию и возбуждение атомов и молекул окружающей среды, при переходе которых из возбужденного состояния в основное испускаются кванты света, которые и формируют неравновесное излучение.

Спектр неравновесного излучения состоит из интенсивных полос в видимой и ультрафиолетовой частях оптического диапазона. Размер излучающей области определяется длиной свободного пробега ионизирующего излучения и в нижних слоях атмосферы составляет несколько сотен метров для гамма-квантов с начальной энергией ~ 1 МэВ. Параметры области свечения в общем случае зависят от энерговыделения источника, энергетического и временного распределения испускаемого ионизирующего излучения, а также его вида.

В случае малозаглубленных и атмосферных высокоэнергетических источников существенное влияние на процесс формирования областей свечения играет поверхность раздела двух сред с различными физическими свойствами. Параметры областей свечения зависят от глубины заложения заряда или от высоты источника над поверхностью земли. Следовательно, амплитудно-временные характеристики светового сигнала, регистрируемого удаленной оптической системой дистанционного мониторинга, будут зависеть от глубины или высоты источника.

Неравновесное световое излучение генерируется областью, в которой ионизирующее излучение возбуждает молекулы и ионы азота и кислорода воздуха. Если источник расположен в воде или грунте на небольшой глубине, сравнимой с длиной пробега ионизирующего из-

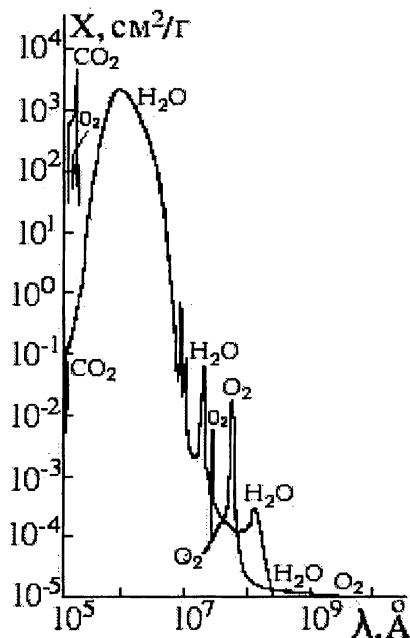


Рис. 9.3: Ослабление электромагнитного излучения в радиодиапазоне

лучения в этой среде, то излучение частично выходит в воздушную среду и формирует область свечения, причем параметры этой области зависят от глубины источника. Если источник расположен над поверхностью воды или грунта на высоте, не превышающей нескольких длин пробега ионизирующего излучения в воздухе, то и в этом случае существенное влияние на параметры области свечения будет оказывать более плотная среда. При этом параметры области свечения будут зависеть как от высоты источника, так и от характеристик испускаемого ионизирующего излучения, т.е. от типа и выделившейся энергии источника.

Таким образом, наличие поверхности раздела двух сред: воздух-вода (грунт) оказывает существенное влияние на параметры неравновесного светового излучения, генерируемого малозаглубленным или и атмосферным источником.

Рассмотрим особенности систем дистанционного мониторинга, основанных на регистрации неравновесного светового излучения.

Впервые описание системы дистанционного мониторинга высокоэнергетических процессов по регистрируемому неравновесному излучению было представлено в июне 1959 года на Женевской конференции экспертов по высотным ядерным взрывам.

Первые теоретические и экспериментальные исследования, связанные с разработкой методик определения параметров высокоэнергетических источников по регистрируемому импульсу неравновесного светового излучения воздуха были, по-видимому, проведены в США в Лос-Аламосской научно-исследовательской лаборатории (LASL) под руководством Германа Хоерлина [254] и Дональда Вестервельта [255], а также в Англии в Научно-исследовательском центре по разработке ядерного оружия (AWRE) под руководством Рональда Вильсона (Ronald Wilson). Начиная с конца пятидесятых годов в открытой печати опубликовано большое число работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию генерации оптического излучения при распространении ионизирующих излучений в воздушной среде (см. [256]—[290]).

Проблема дистанционного мониторинга и идентификации высокоэнергетических процессов по регистрируемому световому излучению требует моделирования и анализа как механизмов генерации оптического излучения, так и процессов распространения сигнала от источника к приемнику. Идентификация источника возможна лишь при наличии установленных взаимосвязей между характеристиками источника и параметрами регистрируемого сигнала.

Анализ открытых информационных источников показывает, что на сегодняшний день достаточно подробно рассмотрены и изучены факторы, характеризующие как световой излучатель нестационарный источник ионизирующих излучений, расположенный в однородной атмосфере. Корректная идентификация высокоэнергетического источника по регистрируемому удаленным приемником световому сигналу затруднена по следующим причинам.

В известных авторам опубликованных работах не учитывается влияние на параметры регистрируемого светового сигнала особенностей трассы распространения, а также поглощение и рассеяние света. Если применить имеющиеся результаты для анализа регистрируемого в точке наблюдения светового сигнала, то идентифицировать источник можно лишь в случаях, когда приемник светового излучения находится на расстоянии, меньшем среднего пробега светового кванта в невозмущенном воздухе (единицы километров). На больших расстояниях необходимо учитывать эффекты, связанные с многократным рассеянием излучения в атмосфере. Учитывать многократное рассеяние необходимо и в случае отсутствия прямой видимости на источник светового излучения. Таким образом, моделирование влияния особенностей трассы распространения, а также процессов поглощения и рассеяния света на параметры регистрируемого сигнала, позволит существенно расширить возможности оптических систем дистанционного мониторинга по идентификации источника.

Другой важной причиной, затрудняющей корректную идентификацию источника, является то обстоятельство, что в известных работах не рассмотрено влияние на параметры генерируемого светового сигнала поверхности раздела сред с различными физическими свойствами (воздух-вода или воздух-грунт), поэтому полученные результаты неприменимы в случаях, когда источник ионизирующих излучений находится над (под) поверхностью раздела двух сред на высоте (глубине), не превышающей нескольких длин свободного пробега ионизирующих излучений (для гамма-квантов с энергией ~ 1 МэВ пробег составляет несколько сотен метров в воздухе нормальной плотности). Кроме того, в определенных случаях поверхность раздела двух сред может непосредственно влиять на процесс распространения светового сигнала (например, отражение света от взволнованной ветром поверхности воды [322]).

Эти и другие задачи, связанные с проблемами генерации светового излучения были рассмотрены в наших работах [314]—[337].

Ограничимся в дальнейшем изложении рассмотрением неравновесного светового излучения, генерируемого источниками высокой энер-

гии, расположенными вблизи поверхности раздела между воздухом и плотной средой.

9.1 Моделирование излучения малозаглубленных источников

Проведем моделирование процесса формирования светового излучения от малозаглубленного источника. Сначала рассмотрим процесс генерации неравновесного светового излучения в воздушной среде гамма-квантами, испускаемыми таким источником.

Обсудим основные особенности процесса генерации неравновесного излучения, возбуждаемого при распространении ионизирующих излучений в воздушной среде. Затем получим аналитические выражения для оценки мощности и полной излучаемой энергии неравновесного излучения. Далее методом Монте-Карло проведем расчеты светового сигнала, возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами от малозаглубленного подводного источника и регистрируемого удаленным приемником, учитывая поглощение и рассеяние света в воздушной среде. Получим аналитические выражения, аппроксимирующие результаты численных расчетов.

9.1.1 Особенности генерации сигнала в воздухе ионизирующим излучением

Примером высокоэнергетического источника искусственного происхождения является ядерный взрыв. Практически каждый воздушный и подводный взрыв, произведенный в США, начиная с взрыва "Тринити" в 1945 году и кончая серией взрывов "Доминик" в 1962 году, сопровождался регистрацией светового излучения для получения информации о функционировании взрывного устройства и изучения физических процессов, происходящих в окружающей среде [256]—[258].

Система обнаружения космических ядерных взрывов разработана в Лос-Аламосской научно-исследовательской лаборатории в 1958 году [254]. Эта система основана на регистрации неравновесного светового излучения, возбуждаемого ионизирующим излучением взрыва, произведенного в верхних слоях атмосферы, в узком спектральном диапазоне ($\Delta\lambda = 14 \text{ \AA}$) вблизи линии $\lambda = 0,3914 \text{ мкм}$ первой отрицательной системы иона азота.

Установка состояла из широкоугольного объектива (поле зрения около 120°), интерференционного фильтра, ФЭУ и электронной схе-

мы. Она позволяла регистрировать источник в дневных условиях на удалении до $R \approx 10^5 \sqrt{Y(\text{кТ})}$, км, где $Y(\text{кТ})$ — суммарная энергия ионизирующих излучений (в ночных условиях $R \approx 10^6 \sqrt{Y(\text{кТ})}$, км).

Свечение воздуха под действием гамма-излучения в основном возбуждается образующимися быстрыми комптоновскими электронами. Результаты экспериментального исследования свечения воздуха под действием электронов описаны в работах [291, 292, 293]. Эксперименты проводились на импульсных пучках электронов от линейных ускорителей со следующими параметрами: диапазон энергий первичных электронов (1—8) МэВ; ток в импульсе до 10 А; длительность импульсов тока (0,1—2,5) мкс; частота следования импульсов (1—400) Гц. Исследования показали, что основной вклад в свечение вносят излучение первой отрицательной системы молекулярного иона азота (1 о.с. N_2^+) и второй положительной системы молекулы азота с максимумом интенсивности в ближней фиолетовой области ($\lambda \sim 0,400$ мкм), причем эти системы являются приблизительно одинаково возбужденными. Другой важный вывод, который может быть сделан из анализа результатов этих экспериментов, заключается в том, что интенсивность свечения воздуха пропорциональна поглощенной дозе, а пространственное распределение свечения соответствует пространственному распределению тока электронов.

Конверсия энергии ионизирующих излучений в неравновесное световое излучение воздуха определяется различными физическими процессами — взаимодействием ионизирующих излучений со средой; ионизацией и возбуждением молекул среды; процессами радиационного распада и тушения флуоресценции и т.д. Строгое последовательное теоретическое описание этих процессов является сложной задачей и возможно лишь в рамках приближенных моделей, которые не всегда позволяют получить требуемые результаты с достаточной точностью. Поэтому практическое значение имеет использование таких параметров, которые описывают целую совокупность физических процессов и в то же время могут быть измерены экспериментально.

Одним из таких параметров является эффективность высвечивания (эффективность флуоресценции, выход света, коэффициент конверсии) элементарного объема η , определяемая как отношение высвечиваемой в оптическом диапазоне энергии к поглощенной энергии ионизирующих излучений. Можно говорить как об одной отдельно взятой линии, так и обо всем спектре в целом. Эффективность флуоресценции η зависит от вероятности высвечивания отдельно взятой возбужденной молекулы, т.е. вероятности того, что возбужденная молекула перейдет в более низкое энергетическое состояние за счет вы-

свечивания кванта излучения, а не передаст энергию возбуждения и тушащих столкновениях с невозбужденными молекулами. Эффективность высвечивания η_λ для отдельно взятой линии с длиной волны λ зависит от давления воздуха и его состава. В работе [295] показано, что зависимость эффективности высвечивания от давления воздуха определяется следующим образом:

$$\eta_\lambda = \frac{\eta_{0\lambda}}{1 + p/p'_0}, \quad (9.1)$$

где $\eta_{0\lambda}$ и p'_0 — экспериментально определяемые параметры; p — давление воздуха.

В работе [296] с помощью функции распределения вторичных электронов в слабоионизированном воздухе, полученной на основе модифицированной модели замедления электронов [297], теоретически рассчитана эффективность конверсии энергии первичных электронов в энергию фотонов 1 о.с. N_2^+ с длиной волны $\lambda = 0,3914$ мкм. Величина $\eta_{0\lambda}$, вычисленная при энергиях первичных электронов $E_0 = (1-1000)$ кэВ, изменяется в пределах $(3,9 \div 5,1) \cdot 10^{-3}$.

Экспериментальному исследованию эффективности высвечивания линии $\lambda = 0,3914$ мкм 1 о.с. посвящено большое количество работ.

В табл. 9.1 представлены основные результаты по определению η при различных условиях и энергиях электронов.

Таблица 9.1: Эффективность высвечивания линии $\lambda = 0,3914$ мкм.

Работа	E_0 , эВ	$\eta \cdot 10^3$
[297]	$10^3 - 10^6$	3,9–5,1
[259]	$500 - 3 \cdot 10^4$	$2,0 \pm 0,2$
[260]	50–200	$1,7 \pm 0,1$
[261]	10^3	2,5
[262]	$600 - 2 \cdot 10^3$	$5,0 \pm 0,2$
[263]	$(1-6) \cdot 10^4$	$4,6 \pm 0,2$
[264]	$10^2 - 2 \cdot 10^3$	$4,8 \pm 0,8$
[265]	30–300	$4,4 \pm 0,2$
[265]	30–300	$4,4 \pm 0,4$
[266]	$300 - 2 \cdot 10^3$	$5,0 \pm 0,2$
[267]	750	$3,4 \pm 0,2$
[268]	$(6,5-15) \cdot 10^5$	$4,75 \pm 1,5$
[269]	$30 - 10^4$	2–5

На основании полученных значений эффективности высвечивания в диапазоне энергий электронов $E_0 = (0,65 \div 1,6)$ МэВ, а также анализа результатов других экспериментов для более низких значений энергии электронов, авторы работы [268] делают вывод, что эффективность высвечивания практически не зависит от энергии первичного электрона в широком диапазоне энергий от пороговой $E_0 = 18,8$ эВ до энергии $E_0 = 1,65$ МэВ. Однако, этот вывод не совсем верен. Расчет эффективности высвечивания η в работе [268] основан на следующих предположениях:

— отношение сечения возбуждения электронами рассматриваемого j -ого состояния $\sigma_j(E)$ к сечению ионизации $\sigma_{ion}(E)$: $\sigma_j(E)/\sigma_{ion}(E)$ — не зависит от энергии электрона;

— средняя энергия W , теряемая быстрым электроном на образование электронно-ионной пары $e + N_2^+$, есть величина постоянная.

В этом случае эффективность высвечивания пропорциональна отношению

$$\eta \sim \frac{\hbar\omega_\lambda}{W} \frac{\sigma_j(E)}{\sigma_{ion}(E)}, \quad (9.2)$$

и не зависит от энергетического спектра вторичных электронов, т.е. не зависит от энергии первичного электрона, что не является справедливым для малых значений энергии. Согласно работе [269], эффективность высвечивания практически не зависит от энергии первичного электрона E_0 при $E_0 \geq 1000$ эВ. При меньших значениях энергии электрона эффективность высвечивания η плавно падает и принимает при $E_0 \sim 20$ эВ значение, приблизительно в два раза меньшее, чем при $E_0 \sim 1000$ эВ.

Другой важной величиной, характеризующей временные параметры процесса конверсии энергии ионизирующих излучений в световое излучение, является τ_λ — время высвечивания элементарного объема воздуха под действием импульса ионизирующих излучений (например, гамма-квантов, электронов), имеющего форму δ -функции и распространяющегося в среде в виде плоского фронта.

Величина τ_λ определяется с одной стороны временем τ_{ex} , в течение которого образуются возбужденные состояния молекул или ионов, и, с другой стороны, временем радиационного распада возбужденного состояния τ_r и временем τ_c , характеризующим процесс безизлучательных переходов в нижнее энергетическое состояние за счет столкновений с невозбужденными молекулами. Время радиационного распада возбужденного состояния молекулы или иона τ_r не зависит от давления газа. Особенно удобен для экспериментального исследования уровень $B^2\Sigma_u^+(\nu = 0)$ иона азота N_2^+ , так как он имеет большое сече-

ние возбуждения; вероятность безизлучательного перехода в нижнее состояние из-за столкновений с невозбужденными молекулами сравнительно мала по сравнению с вероятностью радиационного распада; время жизни состояния велико по сравнению с достигаемым в эксперименте временем возбуждения этого состояния.

В табл. 9.2 представлены результаты работ по экспериментальному определению радиационного времени жизни τ_r состояния $B^2\Sigma_u^+(\nu=0)$ иона азота N_2^+ .

Таблица 9.2: Радиационное время жизни τ_r

Работа	$\tau \cdot 10^9, \text{ с}$	Работа	$\tau \cdot 10^9, \text{ с}$
[270]	$65,8 \pm 3,5$	[276]	$65,9 \pm 1,0$
[271]	45 ± 4	[277]	$66,6 \pm 1,3$
[272]	65 ± 2	[278]	$59,2 \pm 4,0$
[273]	70 ± 15	[279]	$59,2 \pm 1,5$
[274]	$71,5 \pm 5,0$	[280]	$63,0 \pm 2,5$
[275]	59 ± 6		

Анализ представленных в табл. 9.2 данных показывает, что большинство экспериментально измеренных значений времени радиационного распада состояния $B^2\Sigma_u^+(\nu=0)$ иона азота N_2^+ лежит в интервале $\pm 10\%$ от среднего значения $\tau_r \approx 63$ нс (с учетом экспериментальных погрешностей). В работе [274] получено несколько завышенное значение времени радиационного распада, поскольку время возбуждения состояния $B^2\Sigma_u^+(\nu=0)$ составляло довольно большое значение ~ 25 нс, что и привело к затягиванию свечения.

Величина τ_c определяет время между столкновениями молекул в газе, приводящими к тушению возбуждения, поэтому τ_c обратно пропорционально давлению газа. Тогда, если предположить, что возбужденные состояния молекулы или иона образуются мгновенно, т.е. если считать $\tau_{ex} = 0$, то обратное время высвечивания элементарного объема $1/\tau_\lambda$ равно $1/\tau_\lambda = 1/\tau_c + 1/\tau_r$, или, учитывая, что τ_c обратно пропорционально давлению газа, получим:

$$\tau_\lambda \approx \frac{\tau_r}{1 + p/p'_0}, \quad (9.3)$$

где p'_0 — некоторая константа; p — давление газа [281].

Время τ_{ex} определяется временем жизни заряженных частиц в среде. В частности, для светового излучения, возбуждаемого гамма-квантами с энергией ~ 1 МэВ от импульсного источника, τ_{ex} определяет

ся временем жизни комптоновских электронов, и приближенно равно [281]

$$\tau_{ex} \approx 3 \cdot 10^{-9} \frac{p_0}{p}, \quad (9.4)$$

где p — давление газа; p_0 — нормальное давление.

Рассмотрим работы [282]—[289], в которых исследуется неравновесное световое излучение, возбуждаемое в воздухе ионизирующими излучениями от различных источников.

В работе [282] рассматриваются характеристики световой вспышки, возбуждаемой в верхней атмосфере импульсным источником рентгеновского излучения, имеющим планковский спектр с $kT \approx 1$ кэВ и находящимся на высоте более 100 км над поверхностью Земли. Показано, что в случае удаленного источника временные параметры световой вспышки слабо зависят от температуры излучения и зенитного расстояния до источника. В то же время максимальное значение интенсивности светового сигнала возрастает при увеличении температуры излучения.

Если в работе [282] изучаются характеристики световой вспышки, регистрируемой на поверхности Земли, то в [283] исследуются параметры светового сигнала от такого же источника, но регистрируемого приемником светового излучения, находящимся в космическом пространстве. В этой работе указывается на принципиальную возможность определения высоты, на которой находится источник рентгеновского излучения, по временным характеристикам световой вспышки. Следует отметить, что в [282], [283] характеристики светового сигнала были рассмотрены в предположении плоской атмосферы. Это позволяет использовать полученные результаты только для оценки параметров регистрируемого сигнала.

В работе [284] изучались характеристики световой вспышки, возбуждаемой импульсом гамма-квантов в однородной воздушной среде, при этом учитывалось временное запаздывание светового сигнала в пределах излучающей области. Была найдена временная зависимость интенсивности светового потока для различных по интенсивности потоков гамма-квантов. Эффект рассеянного гамма-излучения в световой вспышке учитывался приближенно введением эффективного коэффициента поглощения гамма-квантов. В работе [285] этот эффект учитывается с помощью метода Монте-Карло, впервые примененного для расчета параметров световой вспышки. Используется прямое моделирование истории гамма-кванта, но эффекты, связанные с рассеянием и поглощением светового излучения в воздухе, не учитываются.

В работе [286] рассмотрены характеристики световой вспышки, формируемой нерассеянным световым излучением, которое возбуждается импульсным источником гамма-квантов при отсутствии прямой видимости источника. Исследуется эффект, связанный со сферичностью Земли, и заключающийся в том, что существует возможность геометрического затенения различных областей свечения воздуха. Однако, в этой работе не учитываются процессы рассеяния как гамма-квантов, так и светового излучения в воздушной среде, что ограничивает область применения полученных результатов.

Влияние сильного электрического поля на характеристики световой вспышки, возбуждаемой импульсным источником гамма-излучения в однородной воздушной среде, рассматривается в [287]. Авторы работы приходят к выводу, что при нормальном давлении воздуха электрическое поле относительно слабо уменьшает световую энергию (менее, чем на 20%), но при малых давлениях величина светового сигнала снижается сильнее. При расчете временных характеристик заднего фронта свечения показано, что электрическое поле слабо влияет на поглощенную энергию гамма-излучения. Это обусловлено быстрой релаксацией электрического поля ($t_r \sim 10^{-9}$ с).

В работах [288], [289] рассматриваются параметры световой вспышки, возбуждаемой в воздушной среде импульсом нейтронов. В работе [288] описан метод визуализации нейтронных полей в оптической области спектра и показано, что этот метод дает информацию о пространственном распределении поглощенной энергии нейтронов. В работе [289] изучаются характеристики световой вспышки, возбуждаемой в однородной воздушной среде точечным импульсным источником нейтронов с энергией ~ 10 МэВ. Для расчета временных характеристик светового сигнала используется метод Монте-Карло.

В обобщенном виде вопросы, связанные с возбуждением в атмосфере неравновесного светового излучения нестационарными потоками ионизирующих излучений, рассмотрены в монографии [281]. В этой работе приведены основные физические особенности явления на примере возбуждения свечения воздуха импульсом гамма-излучения с энергией 1 МэВ; рассмотрено свечение элементарных объемов воздуха под действием ионизирующих излучений; изложены результаты модельных экспериментов по свечению воздуха под действием пучка быстрых электронов; исследуются характеристики свечения, возбуждаемого импульсами рентгеновского, гамма и нейтронного излучений.

9.1.2 Аналитическая оценка параметров светового излучения

Ионизирующие излучения от источника высокой энергии, расположенного на небольшой глубине, сравнимой с длиной пробега излучения в плотной среде, частично выходят в воздушную среду и распространяются в ней. Этот процесс сопровождается различными вторичными эффектами — флуоресценцией и ионизацией воздуха, возбуждением радиоизлучения и т.д. Характеристики этих процессов во многом определяются поглощенной в воздушной среде энергией ионизирующих излучений.

Оценим поглощенную в воздушной среде энергию гамма-излучения, источник которого расположен на небольшой глубине в более плотной среде — воде или грунте.

Пусть в плотной среде (считаем ее средой 1 и отмечаем все величины, относящиеся к ней, соответствующим индексом) на глубине h_s расположен точечный мгновенный изотропный источник, испускающий N_γ гамма-квантов с энергией E_γ . Совместим с источником гамма-квантов начало прямоугольной системы координат O , ось OZ направим в сторону воздушной среды (считаем ее средой 2) перпендикулярно поверхности раздела двух сред.

Будем характеризовать среду коэффициентами поглощения гамма-квантов $\mu_i(\mathbf{r}, E)$ и коэффициентами поглощения энергии гамма-квантов $A_i(\mathbf{r}, E)$, $i = 1, 2$.

Поглощенная в единице объема в единицу времени в точке с радиус-вектором \mathbf{r} энергия нерассеянного гамма-излучения определяется соотношением

$$E_\delta(\mathbf{r}, t, E_\gamma, h_s) = \frac{N_\gamma E_\gamma A(\mathbf{r}, E_\gamma)}{4\pi r^2} \exp\left\{-\int_0^r \mu(\mathbf{r}', E_\gamma) dr'\right\} \delta\left(t - \frac{r}{c}\right), \quad (9.5)$$

где интегрирование по переменной $r' = |\mathbf{r}'|$ ведется вдоль направления распространения гамма-кванта.

Коэффициенты поглощения гамма-квантов $\mu(r, E_\gamma)$ и энергии гамма-квантов $A(r, E_\gamma)$, в предположении однородности сред 1 и 2, можно представить в виде:

$$\mu(\mathbf{r}, E_\gamma) = \mu_1(E_\gamma)\theta(h_s - z) + \mu_2(E_\gamma)\theta(z - h_s); \quad (9.6)$$

$$A(\mathbf{r}, E_\gamma) = A_1(E_\gamma)\theta(h_s - z) + A_2(E_\gamma)\theta(z - h_s), \quad (9.7)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция:

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0; \\ 1, & x > 0. \end{cases}$$

Поглощенная в воздушной среде в единицу времени энергия нерассеянного гамма-излучения определяется соотношением

$$E_{\delta}(t, E_{\gamma}, h_s) = \int_{z > h_s} E_{\delta}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, h_s) dV. \quad (9.8)$$

С учетом (9.5)—(9.7) получаем

$$E_{\delta}(t, E_{\gamma}, h_s) = \frac{1}{2} N_{\gamma} c E_{\gamma} A_2(E_{\gamma}) \theta\left(\frac{ct}{h_s} - 1\right) F_1(t, h_s \mu_2(E_{\gamma})). \quad (9.9)$$

где функция $F_1(t, x)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} F_1(t, x) = & \exp\left(-x \frac{ct}{h_s}\right) [\exp\{-h_s \mu_1(E_{\gamma}) + x\} - \\ & - \frac{h_s}{ct} \exp\{-\frac{ct}{h_s}(h_s \mu_1(E_{\gamma}) - x)\} + \\ & + [h_s \mu_1(E_{\gamma}) - x] \{E_1[\frac{ct}{h_s}(h_s \mu_1(E_{\gamma}) - x)] - E_1[h_s \mu_1(E_{\gamma}) - x]\}], \end{aligned} \quad (9.10)$$

здесь c — скорость света, $E_1(x) = -\text{Ei}(-x)$; $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция [133].

Мощность неравновесного светового излучения с длиной волны λ , возбуждаемого в единице объема воздушной среды в момент времени t в точке с радиус-вектором \mathbf{r} , может быть рассчитана с помощью соотношения

$$W_{\delta}^{\lambda}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, h_s) = \eta_{\lambda}(\mathbf{r}) \int_{r/c}^t K_{\delta}(\mathbf{r}, t - \tau) E_{\delta}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, h_s) d\tau, \quad (9.11)$$

где $\eta_{\lambda}(\mathbf{r})$ — эффективность высвечивания; $K_{\delta}(\mathbf{r}, t)$ — закон высвечивания элементарного объема воздуха под действием импульса гамма-квантов.

Полагаем, согласно [281], [282]:

$$K_{\delta}(\mathbf{r}, t) = \alpha(\mathbf{r}) \exp\{-\alpha(\mathbf{r})t\}, \quad (9.12)$$

где $\alpha^{-1}(\mathbf{r})$ — характерное время высвечивания элементарного объема воздуха.

Подставляя в выражение (9.11) соотношения (9.5) и (9.12) с учетом (9.6), (9.7) после интегрирования получаем

$$W_{\delta}^{\lambda}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, h_s) = \eta_{\lambda}(\mathbf{r}) \frac{N_{\gamma} \alpha(\mathbf{r}) A_2(\mathbf{r}, E_{\gamma})}{4\pi r^2} \theta\left(\frac{ct}{h_s} - 1\right) \theta\left(t - \frac{r}{c}\right) \times \\ \times \exp\left\{-\alpha(\mathbf{r})\left(t - \frac{r}{c}\right)\right\} \exp\left\{-\mu_1(E_{\gamma})r\theta(h_s - r \cos \theta) - \right. \\ \left. - \left[\frac{h_s \mu_1(E_{\gamma})}{\cos \theta} + \mu_2(E_{\gamma})\left(r - \frac{h_s}{\cos \theta}\right)\right] \theta(r \cos \theta - h_s)\right\}, \quad (9.13)$$

где $\cos \theta = \frac{\mathbf{r} \mathbf{e}_z}{r}$, $r = |\mathbf{r}|$.

С помощью соотношения (9.13) можно рассчитать мощность неравновесного светового излучения, возбуждаемого в воздушной среде потоком гамма-квантов:

$$W_{\delta}^{\lambda}(t, E_{\gamma}, h_s) = \int W_{\delta}^{\lambda}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, h_s) dV. \quad (9.14)$$

Учитывая (9.13), получаем:

$$W_{\delta}^{\lambda}(t, E_{\gamma}, h_s) = \frac{1}{2} \eta_{\lambda} \alpha N_{\gamma} \frac{A_2(E_{\gamma})}{\mu_2(E_{\gamma})} \theta\left(\frac{ct}{h_s} - 1\right) \times \\ \times \frac{F_1(t, h_s \mu_2(E_{\gamma})) - F_1\left(t, h_s \frac{\alpha}{c}\right)}{\frac{\alpha}{\mu_2(E_{\gamma})c} - 1}, \quad (9.15)$$

где η_{λ}, α — значения параметров $\eta_{\lambda}(\mathbf{r}), \alpha(\mathbf{r})$ на уровне раздела двух сред; функция $F_1(t, x)$ определяется соотношением (9.10).

Энергия неравновесного светового излучения с длиной волны λ , возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами, определяется выражением:

$$E_{\delta}^{\lambda}(E_{\gamma}, h_s) = \int_0^{\infty} W_{\delta}^{\lambda}(t, E_{\gamma}, h_s) dt, \quad (9.16)$$

где функция $W(t, E, h_s)$ описывается соотношением (9.15) с учетом (9.10).

После вычислений получаем для $E_\delta^\lambda(E_\gamma, h_s)$:

$$E_\delta^\lambda(E_\gamma, h_s) = \frac{1}{2} \eta \lambda N_\gamma \frac{A_2(E_\gamma)}{\mu_2(E_\gamma)} \exp(-\mu_1(E_\gamma) h_s) \times \\ \times [1 - \mu_1(E_\gamma) h_s \exp\{\mu_1(E_\gamma) h_s\} E_1[\mu_1(E_\gamma) h_s]]. \quad (9.17)$$

Пусть $f_t(t)$ и $f_E(E)$ — нормированные на единицу функции временного и энергетического распределения гамма-квантов, испускаемых источником. В этом случае мощность неравновесного светового излучения с длиной волны λ , возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами, можно рассчитать с помощью функции $W_\delta^\lambda(t, E_\gamma, h_s)$, определяемой выражением (9.15):

$$W^\lambda(t, h_s) = \int_0^\infty f_E(E_\gamma) \left[\int_0^t f_t(\tau) W_\delta^\lambda(t - \tau, E_\gamma, h_s) d\tau \right] dE_\gamma. \quad (9.18)$$

Энергия неравновесного светового излучения рассчитывается аналогично:

$$E^\lambda(h_s) = \int_0^\infty W^\lambda(t, h_s) dt = \int_0^\infty f_E(E_\gamma) E_\delta^\lambda(E_\gamma, h_s) dE_\gamma, \quad (9.19)$$

где функция $E_\delta^\lambda(E_\gamma, h_s)$ определяется соотношением (9.16).

Мощность неравновесного светового излучения, возбуждаемого в воздушной среде моноэнергетическим источником гамма-квантов, временное распределение которых описывается функцией $f_t(t)$, определяется соотношением:

$$W^\lambda(t, E_\gamma, h_s) = \int_0^t f_t(\tau) W_\delta^\lambda(t - \tau, E_\gamma, h_s) d\tau. \quad (9.20)$$

Тогда (9.18) можно записать в следующем виде:

$$W^\lambda(t, h_s) = \int_0^\infty f_E(E_\gamma) W^\lambda(t, E_\gamma, h_s) dE_\gamma. \quad (9.21)$$

Рассмотрим модельные источники гамма-квантов, энергетический спектр которых описывается функцией [44]

$$f_E(E_\gamma) = \sum_j \frac{p_j}{E_{j+1} - E_j} [\theta(E_{j+1} - E_\gamma) - \theta(E_j - E_\gamma)], \quad (9.22)$$

где E_j — границы энергетических интервалов; p_j — относительное количество гамма-квантов, энергия которых удовлетворяет соотношению $E_j \leq E_\gamma < E_{j+1}$, причем $\sum_j p_j = 1$; $\theta(x)$ — единичная функция. Параметры модельных источников приведены в табл. 9.3.

Таблица 9.3: Параметры модельных источников

Параметр \ Индекс j	1	2	3	4
$(E_j \div E_{j+1})$, МэВ	0,5 ÷ 1,0	1,0 ÷ 2,0	2,0 ÷ 4,0	4,0 ÷ 8,0
\bar{E}_j , МэВ	0,75	1,5	3,0	6,0
$\mu_1^{-1}(\bar{E}_j)$, м	0,310	0,351	0,429	0,529
$\mu_2^{-1}(\bar{E}_j)$, м	299	321	409	577
$A_2(\bar{E}_j)/\mu_2(\bar{E}_j)$, МэВ	0,273	0,742	1,73	3,86
Модельный источник, i	p_j , отн. ед.			
1	1	1	1	1
2	1,1	1,0	0,9	0,8
3	1,1	0,8	1,0	2,0

При проведении численных оценок функцию (9.22) удобно аппроксимировать выражением

$$F_E(E_\gamma) = \sum_j p_j \delta(E_\gamma - \bar{E}_j), \quad (9.23)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция; $\bar{E}_j = \frac{1}{2}(E_j + E_{j+1})$.

Энергетический спектр модельного источника типа 1 примерно соответствует спектру гамма-квантов, испускаемых источником, описанным в работе [44]. Значения параметров $\mu_2(\bar{E}_j)$ и значения отношения $A_2(\bar{E}_j)/\mu_2(\bar{E}_j)$ для различных \bar{E}_j из работы [281] приведены в табл. 9.3. Значения $\mu_1(\bar{E}_j)$ взяты из работы [298].

Для рассматриваемого диапазона энергий гамма-квантов отношение $A_2(\bar{E}_j)/\mu_2(\bar{E}_j)$ практически представляет собой среднюю энергию электрона, образующегося при комптоновском рассеянии гамма-кванта с энергией \bar{E}_j на атомах элементов, составляющих атмосферный воздух.

Численные оценки проводились для нескольких модельных временных распределений гамма-квантов $f_i(t)$.

1) Временное распределение гамма-квантов описывается функцией

$$f_{ti}(t) = \begin{cases} 0, & t < t_{0i}; \\ f_{0i}, & 0 \leq t_{0i} \leq t < t_{1i}; \\ 0, & t_{1i} < t, \end{cases} \quad (9.24)$$

где постоянные f_{0i} определяются из условия нормировки $f_{ti}(t)$ на единицу:

$$f_{0i} = (t_{1i} - t_{0i})^{-1}, \quad (9.25)$$

Значения параметров t_{0i} и t_{1i} для различных модельных источников гамма-квантов приведены в табл. 9.4.

Таблица 9.4: Значения t_{0i} и t_{1i} для разных модельных источников

Параметр \ Тип источника i	1	2	3
$t_0, \text{ с}$	0	0	0
$t_1 \cdot 10^8, \text{ с}$	1,5	2,0	2,5

2) Временное распределение гамма-квантов описывается функцией

$$f_{ti}(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0; \\ (1/\tau_i) \exp(t/\tau_i), & t > 0. \end{cases} \quad (9.26)$$

Значение параметра τ_i равно $\tau_i = 10^{-6}$ с согласно работе [127].

1) Рассмотрим источник гамма-квантов, функция временного распределения которых описывается соотношением (9.24).

В этом случае с учетом (9.20), (9.15), (9.10) для $W^\lambda(t, E_\gamma, h_s)$ получим:

$$\begin{aligned} W^\lambda(t, E_\gamma, h_s) &= \frac{1}{2} \eta_\lambda \alpha N_\gamma \frac{A_2(E_\gamma)}{\mu_2(E_\gamma)} \theta[t - t_0 - \zeta_0] \times \\ &\times \frac{1}{\alpha} [G_1(t, t_0, t_1, \mu_2(E_\gamma) h_s, \zeta_0) - G_1(t, t_0, t_1, \mu_2(E_\gamma) h_s, t - t_0) + \\ &+ \frac{1}{\mu_2(E_\gamma) c} - 1 \\ &+ G_1(t, t_0, t_1, h_s \frac{\alpha}{c}, t - t_0) - G_1(t, t_0, t_1, h_s \frac{\alpha}{c}, \zeta_0)], \quad (9.27) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} G_1(t, t_0, t_1, x, y) &= \frac{1}{t_1 - t_0} \frac{h_s \mu_1(E_\gamma) - x}{cx/h_s} [\exp\{-cx/h_s\} \times \\ &\times \left\{ \frac{\exp(x - h_s \mu_1(E_\gamma))}{h_s \mu_1(E_\gamma) - x} + E_1[cy(h_s \mu_1(E_\gamma) - x)/h_s] - \right. \\ &\left. - E_1[h_s \mu_1(E_\gamma) - x] \right\} - E_1\{c\mu_1(E_\gamma)y\}] - \frac{1}{t_1 - t_0} \frac{h_s}{c} E_1[c\mu_1(E_\gamma)y], \quad (9.28) \end{aligned}$$

где $E_1(x) = -\text{Ei}(-x)$; $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция [133]. Параметр ζ_0 определяется соотношением

$$\zeta_0 = \max\{(t - t_1), h_s/c\}. \quad (9.29)$$

2) Рассмотрим источник гамма-квантов, функция временного распределения которых описывается соотношением (9.26). В этом случае с учетом выражений (9.20), (9.15), (9.10) для $W^\lambda(t, E_\gamma, h_s)$ получим

$$W^\lambda(t, E_\gamma, h_s) = \frac{1}{2} \eta_\lambda \alpha N_\gamma \frac{A_2(E_\gamma)}{\mu_2(E_\gamma)} \theta[ct/h_s] \times \\ \times \frac{G_2(t, \tau, h_s \mu_2(E_\gamma)) - G_2(t, \tau, \alpha h_s/c)}{\frac{\alpha}{\mu_2(E_\gamma)c} - 1}, \quad (9.30)$$

где

$$G_2(t, \tau, x) = \frac{h_s/(c\tau)}{[h_s/(c\tau)] - 1} [\exp\{x - h_s \mu_1(E_\gamma)\} \times \\ \times (\exp\{-xct/h_s\} - \exp\{-t/\tau - x + h_s/(c\tau)\}) + \exp\{-xct/h_s\} \times \\ \times \{h_s \mu_1(E_\gamma) - x\} (\text{E}_1[(ct/h_s)(h_s \mu_1(E_\gamma)) - x] - \text{E}_1[h_s \mu_1(E_\gamma) - x]) + \\ + [h_s \mu_1(E_\gamma) - h_s/(c\tau)] \exp\{-t/\tau\} (\text{Ei}[t/\tau - ct \mu_1(E_\gamma)] - \\ - \text{Ei}[h_s/(c\tau) - h_s \mu_1(E_\gamma)])], \quad (9.31)$$

Эффективность высвечивания η_λ рассчитывается с помощью соотношения (9.1). Согласно работе [281], для рассматриваемой полосы (0,0) первой отрицательной системы иона азота с длиной волны испускаемого света $\lambda=0,3914$ мкм $\eta_{0\lambda} = 4,75 \cdot 10^{-3}$, $p_\lambda = 0,127$ кПа. Характерное время высвечивания элементарного объема воздуха рассчитывается с помощью соотношения (9.4). Зависимость давления воздуха от высоты $p(H)$ взята из работы [196].

9.1.3 Моделирование светового сигнала методом Монте-Карло

Рассмотрим моделирование методом Монте-Карл неравновесного светового излучения, возбуждаемого в атмосфере гамма-квантами от малозаглубленного подводного высокоэнергетического источника.

Геометрия моделирования представлена на рис. 9.4. Плоскость XOY прямоугольной системы координат совмещена с поверхностью раздела водной и воздушной сред (среда 1 — вода, среда 2 — воздух). Ось

OZ направлена в сторону воздушной среды. На глубине h_s в точке с радиус-вектором \mathbf{R}_s расположен точечный изотропный источник гамма-квантов. Энергетическое и временное распределение гамма-квантов описываются функциями $f_E(E)$ и $f_t(t)$.

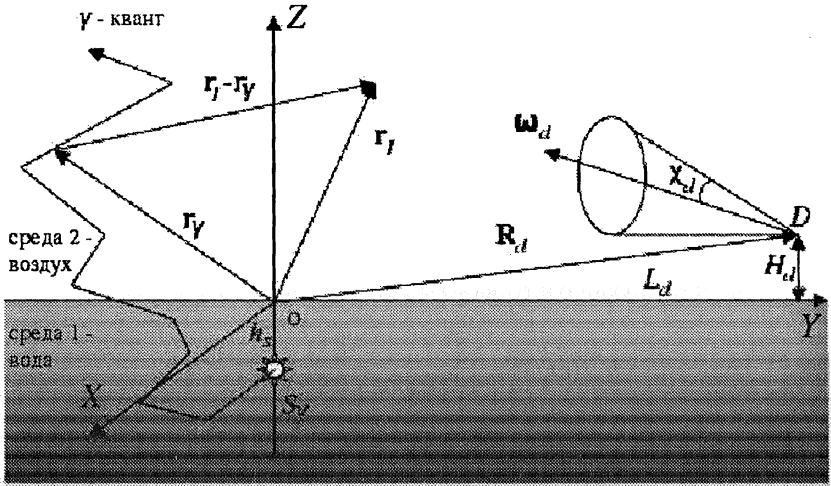


Рис. 9.4: Геометрия моделирования неравновесного светового излучения от малозаглубленного подводного источника

В точке с радиус-вектором \mathbf{R}_d на высоте H_d над поверхностью воды находится коллимированный приемник светового излучения. Поле зрения приемника ограничено конусом с полууглом при вершине χ_d . Направление оптической оси приемника характеризуется единичным вектором ω_d .

Интенсивность нерассеянного светового излучения, приходящего в точку с радиус-вектором \mathbf{r} в момент времени t , является функционалом от плотности потока гамма-квантов, и может быть представлена выражением:

$$I_{ns}^\lambda(\mathbf{r}, t, h_s) = \eta_\lambda \int_{V_t} \frac{dV}{4\pi R_l^2} \int_0^{t-R_l/c-r_\gamma/c} d\tau \alpha \exp\{-\alpha\tau\} \exp\{-\varepsilon_2^\lambda R_l\} \times \\ \times \sum_i \int_0^\infty dE_\gamma E_i^e(E_\gamma) \mu_2^i(E_\gamma) \varphi_\gamma(\mathbf{r}_\gamma, E_\gamma, t - \tau - R_l/c), \quad (9.32)$$

где η_λ — эффективность высвечивания светового излучения с длиной волны λ ; α^{-1} — характерное время высвечивания элементарного объема воздуха; \mathbf{r} — радиус-вектор точки, в которой рассчитываются параметры светового сигнала; \mathbf{r}_γ — радиус-вектор гамма-кванта; $\mathbf{R}_l = \mathbf{r} - \mathbf{r}_\gamma$; $\tau = r_\gamma/c$; V_t — область интегрирования, определяемая соотношениями:

$$\begin{cases} r_\gamma + R_l \leq ct; \\ z > 0; \end{cases} \quad (9.33)$$

E_γ — энергия гамма-кванта; $E_i^e(E_\gamma)$ — энергия заряженной частицы, образующейся в i -ой реакции взаимодействия гамма-кванта с энергией E_γ со средой; $\mu_k^i(E_\gamma)$ — линейный коэффициент ослабления гамма-квантов относительно i -ой реакции взаимодействия гамма-квантов в k -ой среде; ε_2^λ — показатель ослабления светового излучения с длиной волны λ в воздухе; $\varphi_\gamma(r, E_\gamma, t)$ — пространственно-временная энергетическая плотность потока гамма-квантов.

При статистическом моделировании процесса распространения гамма-кванта учитывались следующие реакции взаимодействия: фотоэлектрическое поглощение, томсоновское и комптоновское рассеяние на электронах, образование электронно-позитронных пар. Сечения этих процессов взяты из работы [298]. Энергетическое распределение испускаемых гамма-квантов $f_E(E_\gamma)$ задавалось в виде групп с равномерным распределением квантов внутри группы (9.22).

Моделирование неравновесного светового излучения было проведено для полосы (0,0) первой отрицательной системы иона азота с длиной волны испускаемого света $\lambda=0,3914$ мкм. Эффективность высвечивания η_λ рассчитывалась с помощью соотношения (9.1). Показатель ослабления светового излучения с длиной волны λ в воздушной среде полагался равным $\varepsilon_2^\lambda = 2,5 \cdot 10^{-4}$ 1/м. Характерное время высвечивания элементарного объема воздуха под действием импульса гамма-квантов, согласно [281], рассчитывалось с помощью соотношения (9.4). Плотность воды $\rho_1 = 1$ г/см³, плотность воздуха $\rho_2 = 1,293 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

Для тестирования разработанного алгоритма и программы статистического моделирования были выполнены расчеты параметров неравновесного светового излучения, возбуждаемого в атмосфере моноэнергетическим источником гамма-квантов с начальной энергией $E_{\gamma 0} = 1$ МэВ. Функция энергетического распределения гамма-квантов в этом случае равна: $f_E(E_\gamma) = \delta(E_\gamma - E_{\gamma 0})$. Временное распределение испускаемых гамма-квантов для всех рассмотренных источников полагалось равным дельта-функции: $f_t(t) = \delta(t)$. Световой сигнал моделировался в точках с радиус-вектором $\mathbf{R}_d = (0, L_d, H_d)$ (см. рис. 9.4). Поле зрения приемника светового излучения ограничено конусом с по-

лууглом при вершине $\chi_d = \pi/2$, оптическая ось направлена в сторону источника гамма-квантов.

В каждом расчете моделировалось 5000 историй гамма-квантов. История гамма-кванта обрывалась, если его энергия становилась меньше $E_{\gamma min} = 80$ кэВ, или его статвес был меньше $W_{min} = 0,001$, или гамма-квант поглощался. Вероятная погрешность не превышала 10%.

На рис. 9.5 гистограмма 1 описывает интенсивность неравновесного светового излучения, возбуждаемого в воздушной среде подводным изотропным мгновенным моноэнергетическим источником гамма-квантов с начальной энергией $E_{\gamma 0} = 1$ МэВ.

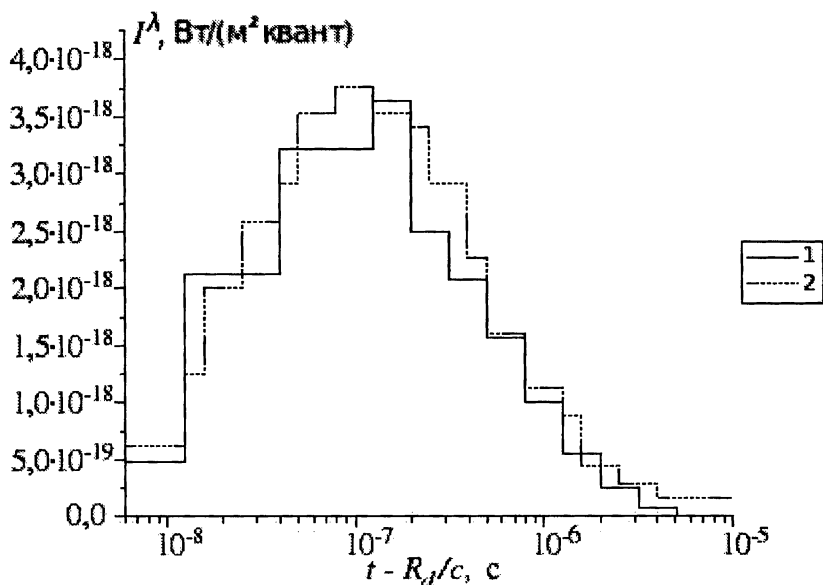


Рис. 9.5: Интенсивность неравновесного светового излучения при $L_d = 3000$ м, $H_d = 10$ м: 1 — результаты расчета для $h_s=0$; 2 — результаты работы [285], умноженные на 1/2

На этом же рисунке гистограмма 2 представляет приведенные в работе [285] и умноженные на 1/2 результаты расчета методом Монте-Карло интенсивности неравновесного светового излучения, возбуждаемого в однородной воздушной среде гамма-квантами от точечного изотропного мгновенного моноэнергетического источника. Если пренебречь гамма-квантами, отраженными от поверхности воды в воз-

душную среду, то гистограммы 1 и 2 на рис. 9.5 соответствуют расчетам параметров светового излучения при одинаковых условиях и геометрии взаимного расположения источника гамма-квантов и приемника светового излучения. Поэтому результаты работы [285] можно использовать для тестирования разработанного алгоритма моделирования неравновесного светового излучения, возбуждаемого в атмосфере гамма-квантами от малозаглубленных и атмосферных источников.

Анализ результатов моделирования по разработанному алгоритму и их сравнение с результатами работы [285] показывают, что в пределах погрешностей расчета эти результаты согласуются между собой.

На рис. 9.6—9.8 в виде гистограмм для разных типов источников (см. табл. 9.3 и 9.4) и различных точек регистрации светового излучения представлены результаты расчета интенсивности возбуждаемого в воздушной среде неравновесного светового излучения. По горизонтальной оси отложено время, отсчитываемое от прихода в точку наблюдения первого светового кванта. По вертикальной оси отложена интенсивность светового излучения, отнесенная к одному гамма-кванту. На рис. 9.6 приведены гистограммы для источника типа 1, на рис. 9.7 — для источника 2 и рис. 9.8 — для источника 3.

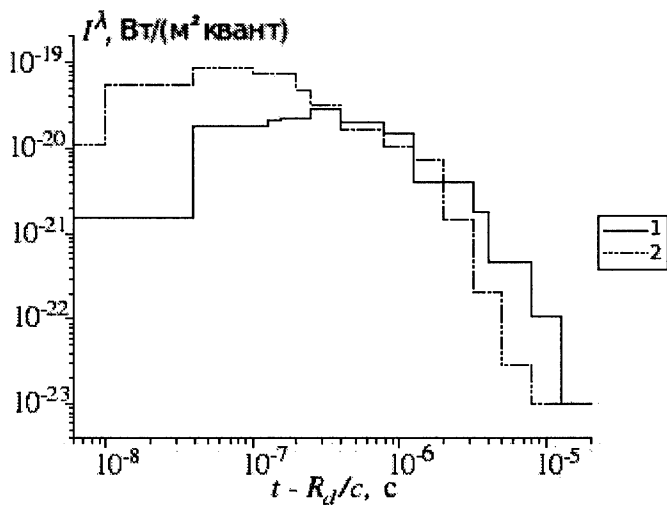


Рис. 9.6: Интенсивность неравновесного светового излучения, модельный источник 1: 1 — $R_d = (0, 10, 0)$ км; 2 — $R_d = (0, 0, 10)$ км

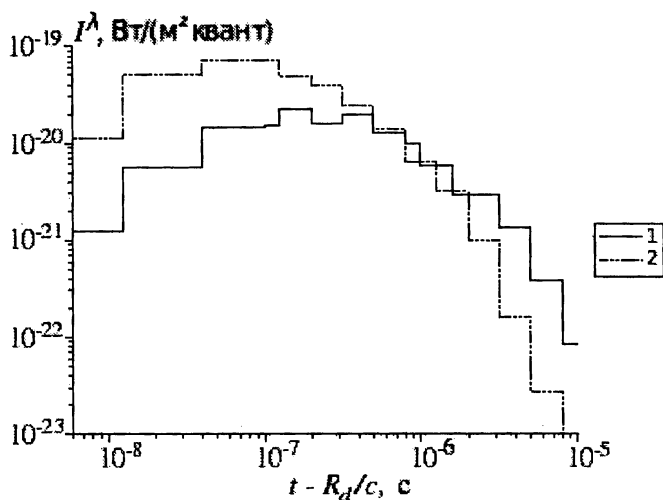


Рис. 9.7: Интенсивность неравновесного светового излучения, модельный источник 2: 1 — $\mathbf{R}_d = (0, 10, 0)$ км; 2 — $\mathbf{R}_d = (0, 0, 10)$ км

Результаты моделирования приведены для источника гамма-квантов, расположенного на глубине $h_s = 0,5$ м. Энергетическое распределение испускаемых гамма-квантов соответствует спектрам гамма-квантов различных модельных источников и описывается функцией (9.22). Приемник излучения расположен на расстоянии $R_d = 10$ км от источника гамма-квантов. Гистограмма 1 соответствует результатам расчета для точки регистрации, расположенной на поверхности воды ($\mathbf{R}_d = (0, R_d, 0)$), а гистограмма 2 — результатам расчета для точки регистрации светового излучения непосредственно над источником гамма-квантов ($\mathbf{R}_d = (0, 0, R_d)$).

Интенсивность нерассеянного светового излучения имеет время нарастания порядка времени высвечивания элементарного объема воздуха [278], [279]. Спад интенсивности этого излучения происходит за время порядка времени жизни гамма-кванта с начальной энергией $E_\gamma \sim 1$ МэВ в воздушной среде нормальной плотности и составляет $\tau_\gamma \sim 1/(\mu c) \sim 10^{-6}$ с.

Интенсивность светового излучения в точке регистрации, расположенной у поверхности воды, имеет меньшее значение и ее максимум приходится на более позднее время, чем для точки регистрации, расположенной над источником, при одинаковом удалении от него.

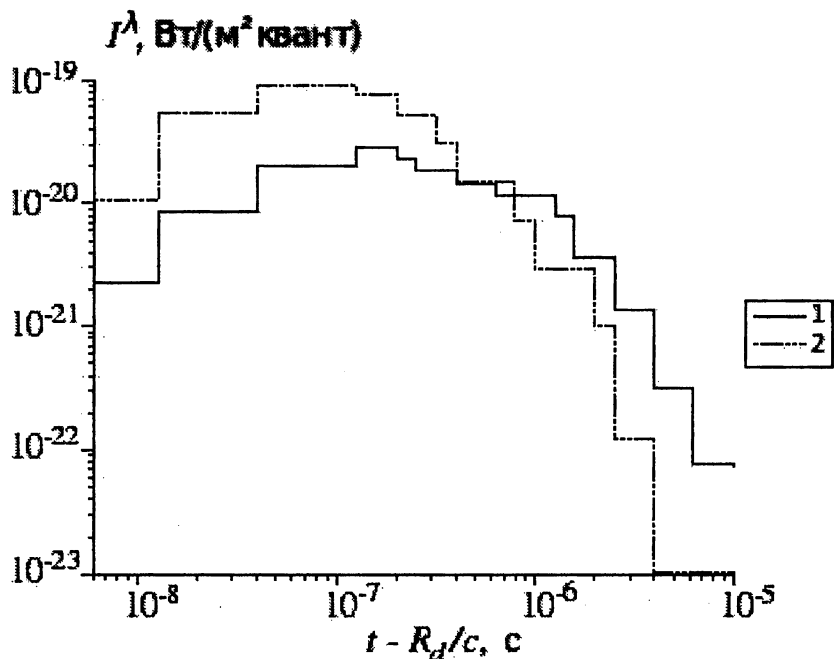


Рис. 9.8: Интенсивность неравновесного светового излучения, модельный источник 3: 1 — $R_d = (0, 10, 0)$ км; 2 — $R_d = (0, 0, 10)$ км

Для проведения оценок параметров неравновесного светового излучения, возбуждаемого в воздушной среде подводным импульсным источником гамма-квантов с различным энергетическим распределением, максимальные значения интенсивности нерассеянного светового излучения аппроксимировались выражением

$$I_{max}^{\delta} (\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{квант})) = \frac{(A + B\vartheta_d) \exp\{-\varepsilon_2^{\lambda} R_d\}}{4\pi R_d^2} \exp\{-\beta h_s\}, \quad (9.34)$$

где R_d — расстояние между источником гамма-квантов и точкой регистрации светового излучения (в метрах); h_s — глубина, на которой находится источник гамма-квантов (в метрах); ε_2^{λ} — показатель ослабления светового излучения с длиной волны λ в воздушной среде (в $1/\text{м}$); A , B и β — коэффициенты аппроксимации; $\vartheta_d = \arccos[(\mathbf{e}_z \mathbf{R}_d)/R_d]$. Значения коэффициентов A , B и β для различных модельных источ-

ников гамма-квантов (см. табл. 9.3 и 9.4) и значений угла ϑ_d рассчитывались методом наименьших квадратов и приведены в табл. 9.5.

Таблица 9.5: Коэффициенты A , B и β для разных источников

Модельный источник	β , 1/м	$A \cdot 10^{10}$, Вт/квант	$B \cdot 10^{11}$, Вт/(квант · радиан)
1	8,30	1,24	-4,63
2	8,30	0,848	-3,71
3	8,30	1,02	-4,74

Для рассмотренных значений параметров $R_d = (1 \div 25)$ км и $h_s = (0 \div 10)$ м погрешность аппроксимации выражением (9.34) результатов моделирования методом Монте-Карло не превышает 30%.

На рис. 9.9 для трех модельных источников (см. табл. 9.3 и 9.4) представлены зависимости максимального значения интенсивности возбуждаемого гамма-квантами неравновесного светового излучения от угла между нормалью к поверхности воды и направлением на точку регистрации излучения

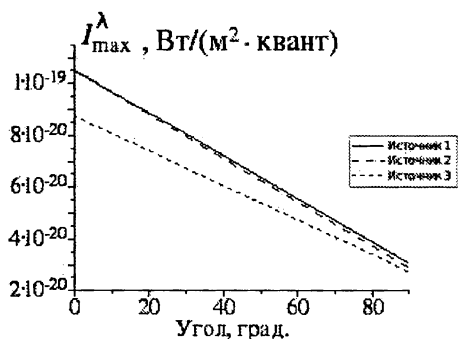


Рис. 9.9: Максимальное значение интенсивности неравновесного светового излучения в функции угла при $h_s = 0,5$ м, $R_d = 10$ км

Радус-вектор точки регистрации светового излучения имеет компоненты

$$\mathbf{R}_d = (0, R_d \sin \vartheta_d, R_d \cos \vartheta_d), \quad \vartheta_d \in [0, \pi/2].$$

На рис. 9.10 приведены зависимости от угла ϑ_d величины полного светового импульса неравновесного светового излучения, возбуждаемого в точке регистрации светового излучения гамма-квантами от

$$\vartheta_d = \arccos[(\mathbf{e}_z \mathbf{R}_d)/R_d],$$

где \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении оси OZ . Источник находится на глубине $h_s = 0,5$ м, результаты моделирования приведены для расстояния $R_d = 10$ км от источника.

подводных источников разного типа. Источник гамма-квантов расположен на глубине $h_s = 0,5$ м, параметры светового излучения приведены для расстояния $R_d = 10$ км от источника.

Анализ результатов статистического моделирования показывает, что полный световой импульс неравновесного светового излучения практически не зависит от угла ϑ_d при фиксированном значении расстояния R_d . В то же время максимальное значение интенсивности неравновесного светового излучения в точке регистрации зависит от угла ϑ_d при фиксированном значении R_d . С уменьшением угла ϑ_d максимальное значение интенсивности возрастает.

Подведем итоги исследования проблемы генерации светового сигнала малозаглубленным источником. Результаты, затронутые в этом разделе, подробно рассмотрены в работах [321], [322], [334], [335], [337].

Решена задача математического моделирования неравновесного светового излучения, возбуждаемого в воздухе гамма-квантами от источника, расположенного на глубине, сравнимой с пробегом гамма-излучения с энергией ~ 1 МэВ в воде или грунте.

Получены аналитические выражения для мощности и полной излучаемой энергии неравновесного светового излучения с длиной волны λ , возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами источника, помещенного на различные глубины, а также для временных и энергетических распределений испускаемых квантов. Для модельных подводных источников гамма-квантов с помощью полученных аналитических зависимостей проведены численные оценки параметров светящейся области, являющейся источником светового излучения.

Методом Монте-Карло рассчитаны амплитудно-временные параметры светового сигнала, возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами от модельных малозаглубленных подводных источников и регистрируемого удаленным надводным приемником светового излучения. При этом учитывалось как поглощение светового излучения в

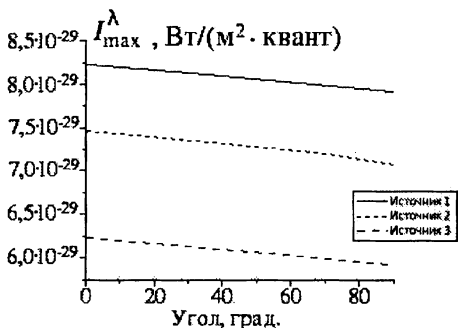


Рис. 9.10: Полный световой импульс неравновесного светового излучения в функции угла при $h_s = 0,5$ м, $R_d = 10$ км

воздушной среде, так и его временное запаздывание внутри излучающей области. Исследована зависимость параметров регистрируемого светового сигнала от расстояния между приемником и источником в пределах ($1 \div 25$) км, высоты приемника светового излучения над поверхностью воды ($0 \div 10$) км и глубины погружения источника в пределах ($0 \div 10$) м. Рассмотрены различные модельные временные и энергетические распределения гамма-квантов, испускаемых подводным источником.

Показано, что максимальное значение интенсивности светового излучения зависит от угла места приемника при фиксированном расстоянии от него до подводного источника. С уменьшением этого угла максимальное значение интенсивности также уменьшается. В то же время полный световой импульс неравновесного светового излучения практически не зависит от угла места приемника светового излучения при фиксированном расстоянии до подводного источника.

Для различных модельных временных и энергетических распределений гамма-квантов предложены аналитические выражения, аппроксимирующие результаты численных расчетов максимального значения интенсивности светового сигнала как функции глубины подводного источника ($0 \div 10$) м, расстояния между приемником и источником ($1 \div 25$) км и угла места приемника ($0 \div \pi/2$) относительно источника. Погрешность аппроксимации не превышает 30%.

9.2 Моделирование излучения атмосферных источников

В этом разделе мы представим результаты анализа генерации и процесса распространения светового сигнала от атмосферных источников высокой энергии, расположенных на высоте, сравнимой с пробегом гамма-излучения (с энергией ~ 1 МэВ) в воздухе нормальной плотности. Особое внимание уделим влиянию поверхности раздела двух сред с различными физическими свойствами на процесс формирования областей свечения неравновесного светового излучения и равновесного светового излучения с целью выявления информативных параметров светового сигнала для определения характеристик воздушного источника по регистрируемому световому сигналу удаленным приемником.

Сначала получим аналитические выражения для оценки мощности и полной излучаемой энергии неравновесного светового излучения.

Затем методом Монте-Карло моделируем поглощенную в воздушной среде энергию гамма-квантов от мгновенного источника. С по-

мощью полученных импульсных функций для различных модельных временных и энергетических распределений испускаемых гамма-квантов рассчитаем временные зависимости мощности неравновесного светового излучения. Введем аналитические выражения, аппроксимирующие результаты расчета энергии неравновесного светового излучения, как функции высоты источника над поверхностью воды.

Проведем методом Монте Карло моделирование светового сигнала, возбуждаемого гамма-квантами от надводного источника и регистрируемого удаленным приемником. Учтем при этом временное запаздывание сигнала внутри излучающей области, прямое и рассеянное световое излучение. Для различных высот источника над водой, а также разных модельных временных и энергетических распределений испускаемых гамма-квантов, получим аналитические выражения, аппроксимирующие результаты статистического моделирования сигнала в точке регистрации.

9.2.1 Аналитическая оценка параметров излучения

Если источник ионизирующих излучений расположен над поверхностью раздела воздух-вода (грунт) на высоте, не превышающей нескольких длин пробега ионизирующего излучения (длиннопробежного — гамма-квантов, нейтронов) в воздухе нормальной плотности, то существенное влияние на параметры неравновесного светового излучения, регистрируемого удаленным приемником, будет оказывать более плотная среда. Это влияние, прежде всего, связано с тем, что часть ионизирующего излучения от воздушного источника достигает более плотной среды и распространяется в ней, не возбуждая при этом свечения воздуха.

Таким образом, геометрические размеры светящейся области будут зависеть от высоты источника, что приведет к зависимости от высоты параметров регистрируемого приемником сигнала.

Более плотная среда также влияет на пространственно-временное энергетическое распределение ионизирующего излучения, распространяющегося в воздухе, а, следовательно, и на параметры светового сигнала, возбуждаемого этим излучением.

На параметры регистрируемого светового сигнала будет также оказывать влияние отраженное от поверхности воды (грунта) световое излучение. Этот эффект следует учитывать в том случае, если удаленный приемник регистрирует не только прямое и рассеянное в атмосфере излучение, но и отраженное от поверхности воды (грунта).

Таким образом, на параметры регистрируемого удаленным приемником светового сигнала, возбуждаемого в атмосфере гамма-квантами от атмосферного источника, существенное влияние оказывает наличие плотной среды.

Рассмотрим неравновесное световое излучение, возбуждаемое источником гамма-квантов, расположенном на небольшой высоте (сравнимой с пробегом в воздухе гамма-кванта, имеющего энергию ~ 1 МэВ) над поверхностью раздела воздушной и более плотной среды (вода, грунт). Величины, относящиеся к плотной среде, будем отмечать индексом 1, а величины, относящиеся к воздушной среде, — индексом 2.

Пусть на высоте H_s находится точечный мгновенный изотропный источник, испускающий N_γ гамма-квантов с начальной энергией E_γ . Среда 1 и 2 характеризуются коэффициентами поглощения гамма-квантов $\mu_1(\mathbf{r}, E_\gamma)$, $\mu_2(\mathbf{r}, E_\gamma)$ и коэффициентами поглощения энергии гамма-квантов $A_1(\mathbf{r}, E_\gamma)$, $A_2(\mathbf{r}, E_\gamma)$ соответственно для 1-й и 2-й среды.

Поместим в точку, где расположен источник гамма-квантов, начало прямоугольной декартовой системы координат, ось OZ направим в сторону воздушной среды перпендикулярно поверхности раздела двух сред. Поглощенная в единице объема в единицу времени энергия нерассеянного гамма-излучения может быть представлена выражением (9.5). Мощность неравновесного светового излучения с длиной волны λ , возбуждаемого в единице объема воздушной среды, может быть рассчитана следующим образом:

$$W_\delta^\lambda(\mathbf{r}, t, E_\gamma, H_s) = \eta_\lambda(\mathbf{r}) \int_{r/c}^t K_\delta(\mathbf{r}, (t - \tau) \dot{E}_\delta(\mathbf{r}, \tau, E_\gamma) \theta(H_s + \mathbf{r}e_z) d\tau, \quad (9.35)$$

где $\eta_\lambda(\mathbf{r})$ — эффективность высвечивания; $K_\delta(\mathbf{r}, t)$ — закон высвечивания элементарного объема воздуха; $\theta(x)$ — единичная функция; \mathbf{e}_z — единичный вектор вдоль оси OZ . Полагаем, согласно [281], [282], что $K_\delta(\mathbf{r}, t - \tau)$ определяется выражением (9.12). Подставляя в (9.35) отношения (9.5) и (9.12) получаем:

$$\begin{aligned}
W_{\delta}^{\lambda}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, H_s) &= \eta_{\lambda}(\mathbf{r}) \frac{N_{\gamma} \alpha(\mathbf{r}) A(\mathbf{r}, E_{\gamma})}{4\pi r^2} \exp\{-\alpha(\mathbf{r})(t - r/c)\} \times \\
&\times \exp\left\{-\int_0^r \mu(\mathbf{r}', E_{\gamma}) dr'\right\} \theta(t - r/c) \theta(H_s + \mathbf{r}e_z) = \\
&= \eta_{\lambda}(\mathbf{r}) \frac{N_{\gamma} \alpha(\mathbf{r}) A(\mathbf{r}, E_{\gamma})}{4\pi r^2} \exp\{-\alpha(\mathbf{r})(t - r/c)\} \times \\
&\times \exp\left\{-\int_0^r \mu_2(\mathbf{r}', E_{\gamma}) dr'\right\} \theta(t - r/c) \theta(H_s + \mathbf{r}e_z). \quad (9.36)
\end{aligned}$$

Поскольку источник гамма-квантов находится на небольшой высоте порядка длины пробега гамма-кванта с энергией ~ 1 МэВ в воздухе, а этот пробег вблизи поверхности раздела двух сред много меньше высоты однородной атмосферы, то и воздушную, и более плотную среду можно считать однородными. Тогда выражение (9.36) можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
W_{\delta}^{\lambda}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, H_s) &= \eta_{\lambda} \frac{N_{\gamma} \alpha A_2(E_{\gamma})}{4\pi r^2} \times \\
&\times \exp\{-\alpha(t - r/c) - \mu_2(E_{\gamma})r\} \theta(t - r/c) \theta(H_s + \mathbf{r}e_z). \quad (9.37)
\end{aligned}$$

Интегрируя по объему соотношение (9.37), получаем выражение для энергии, излучаемой в единицу времени в виде неравновесного светового излучения с длиной волны λ

$$W_{\delta}^{\lambda}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, H_s) = W_{\delta}^{\lambda}(t, E_{\gamma}), \quad \text{если } ct \leq H_s; \quad (9.38)$$

$$\begin{aligned}
W_{\delta}^{\lambda}(\mathbf{r}, t, E_{\gamma}, H_s) &= \frac{1}{2} W_{\delta}^{\lambda}(t, E_{\gamma}) + \\
&+ \frac{1}{2} c \eta_{\lambda} A_2(E_{\gamma}) \frac{\alpha H_s}{c} N_{\gamma} \exp\{-\alpha t\} \times \\
&\times \left[Ei \left\{ \alpha t \left(1 - \frac{c}{\alpha} \mu_2(E_{\gamma}) \right) \right\} - Ei \left\{ \frac{\alpha}{c} H_s \left(1 - \frac{c}{\alpha} \mu_2(E_{\gamma}) \right) \right\} + \right. \\
&\left. + \frac{\exp \left\{ \frac{\alpha}{c} H_s \left(1 - \frac{c}{\alpha} \mu_2(E_{\gamma}) \right) \right\} - 1}{\frac{\alpha}{c} H_s \left\{ 1 - \frac{c}{\alpha} \mu_2(E_{\gamma}) \right\}} \right], \quad \text{если } ct \geq H_s. \quad (9.39)
\end{aligned}$$

Здесь $W_\delta^\lambda(t, E_\gamma)$ — энергия неравновесного светового излучения, излучаемая в единицу времени источником гамма-квантов в однородной воздушной среде:

$$W_\delta^\lambda(t, E_\gamma) = \eta\lambda \frac{A_2(E_\gamma)cN_\gamma}{1 - \frac{c}{\alpha}\mu_2(E_\gamma)} \exp\{-\alpha t\} \times \\ \times \left[\exp\left\{\alpha t \left(1 - \frac{c}{\alpha}\mu_2(E_\gamma)\right)\right\} - 1 \right]. \quad (9.40)$$

Пусть $f_t(t)$ — нормированная на единицу функция временного распределения испускаемых гамма-квантов. В этом случае энергия, излучаемая в единицу времени в виде неравновесного светового излучения с длиной волны λ , определяется соотношением:

$$W^\lambda(\mathbf{r}, t, E_\gamma, H_s) = \int_0^t f_t(\tau) W_\delta^\lambda(\mathbf{r}, t - \tau, E_\gamma, H_s) d\tau. \quad (9.41)$$

Обычно в случаях, представляющих практический интерес, функция $f_t(t)$ заметно отлична от нуля, если $t < \tau_f \sim (10^{-8} \div 10^{-7})$ с. Для функции $W^\lambda(\mathbf{r}, t, E_\gamma, H_s)$ характерное время, когда она отлична от нуля, равно

$$t < \tau_W \approx \max\left\{\frac{1}{\alpha}, \frac{1}{c\mu_2(E_\gamma)}\right\} \sim 10^6, \text{ с.} \quad (9.42)$$

Таким образом, обычно справедливо соотношение $\tau_f \ll \tau_W$.

Энергию, излучаемую за все время в виде неравновесного светового излучения с длиной волны λ , можно оценить следующим образом:

$$E^\lambda(E_\gamma, H_s) \approx \int_0^\infty dt \int_0^\infty f_t(\tau) W_\delta^\lambda(t - \tau, E_\gamma, H_s) d\tau \approx \\ \approx \int_0^\infty W_\delta^\lambda(t, E_\gamma, H_s) dt \int_0^\infty f_t(\tau) d\tau \approx \int_0^\infty W_\delta^\lambda(t, E_\gamma, H_s) dt. \quad (9.43)$$

Подставляя в (9.43) выражения (9.38) и (9.39) с учетом ((9.40)), получаем для $E^\lambda(E_\gamma, H_s)$

$$E^\lambda(E_\gamma, H_s) = \eta\lambda \frac{A_2(E_\gamma)N_\gamma}{\mu_2(E_\gamma)} \times \\ \times \left[1 - \frac{1}{2} \exp\{-\mu_2(E_\gamma)H_s\} + \frac{1}{2}\mu_2(E_\gamma)H_s E_1\{\mu_2(E_\gamma)H_s\} \right]. \quad (9.44)$$

Отметим, что (9.44) справедливо для любого вида функции временного распределения испускаемых гамма-квантов при выполнении условия $\tau_f \ll \tau_W$.

Рассмотрим теперь источник гамма-квантов, энергетическое распределение которых описывается нормированной на единицу функцией $f_E(E)$. В этом случае мощность неравновесного светового излучения рассчитывается следующим образом:

$$W^\lambda(t, H_s) = \int_0^\infty f_E(E_\gamma) W^\lambda(t, E_\gamma, H_s) dE_\gamma, \quad (9.45)$$

где $W^\lambda(t, E_\gamma, H_s)$ представляет собой мощность неравновесного светового излучения, возбуждаемого в атмосфере моноэнергетическим источником гамма-квантов с энергией E_γ , и связанную с функцией $W^\lambda(r, t, E_\gamma, H_s)$ соотношением

$$W^\lambda(t, E_\gamma, H_s) = \int W^\lambda(\mathbf{r}, t, E_\gamma, H_s) dV, \quad (9.46)$$

где интегрирование ведется по всему пространству.

Полную энергию неравновесного светового излучения можно считать следующим образом:

$$E^\lambda(H_s) = \int_0^\infty f_E(E_\gamma) E^\lambda(E_\gamma, H_s) dE_\gamma, \quad (9.47)$$

На рис. 9.11 представлена зависимость энергии неравновесного светового излучения от высоты источника гамма-квантов над поверхностью раздела двух сред. Рассмотрены различные атмосферные источники 1, 2, 3 (см. табл. 9.3 и 9.4), у которых спектр испускаемых гамма-квантов описывается функцией (9.22). При проведении численных оценок эту функцию удобно аппроксимировать выражением (9.23). Гамма-кванты испускаются мгновенно, т.е. $f_t(t) = \delta(t)$. Для расчетов в заданном спектральном интервал использовались формулы (9.47), (9.44), (9.23), где $E^\lambda(E_\gamma, H_s)$ — полная энергия, излучаемая в виде неравновесного светового излучения, возбуждаемого в воздухе источником моноэнергетических гамма-квантов с энергией E_γ . Функция $E^\lambda(E_\gamma, H_s)$ может быть рассчитана с помощью формулы (9.44).

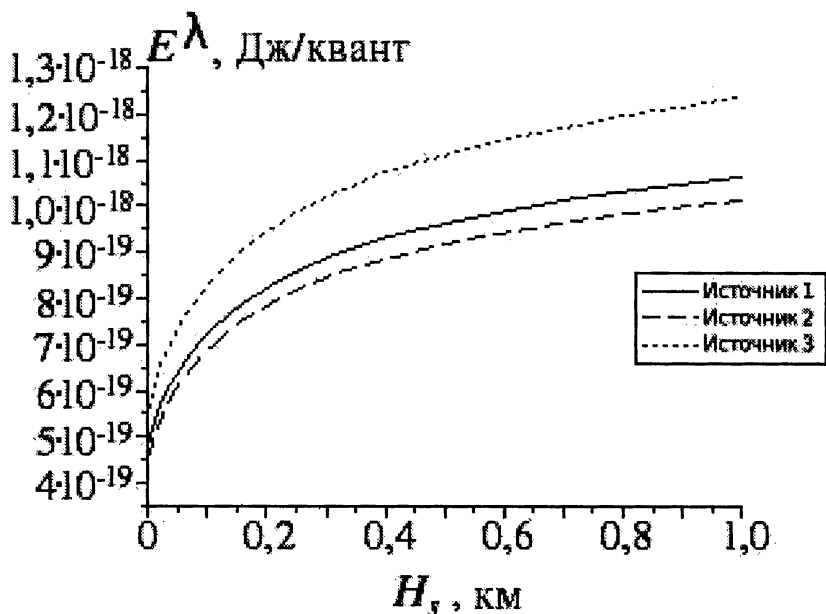


Рис. 9.11: Зависимость энергии неравновесного светового излучения от высоты источника

9.2.2 Расчет методом Монте-Карло параметров источника

Методом Монте-Карло моделировалась поглощаемая в единицу времени в воздушной среде энергия гамма-излучения $E_\delta(t, H_s)$, которая определяется соотношением

$$E_\delta(t, H_s) = \int dV \sum_i \int_0^\infty dE_\gamma E_i^e(E_\gamma) \mu_2^i(E_\gamma) \varphi(\mathbf{r}, t, E_\gamma, H_s), \quad (9.48)$$

где E_γ — энергия гамма-кванта; $E_i^e(E_\gamma)$ — энергия заряженной частицы, образующейся в i -ой реакции взаимодействия гамма-кванта с элементами среды; $\mu_2^i(E_\gamma)$ — линейный коэффициент ослабления гамма-квантов относительно i -ой реакции взаимодействия гамма-квантов с элементами воздушной среды; $\varphi(\mathbf{r}, t, E_\gamma, H_s)$ — пространственно-временная энергетическая плотность потока гамма-квантов; H_s — высота источника гамма-квантов.

Гамма-кванты испускаются точечным изотропным импульсным источником, находящимся на различной высоте над поверхностью раздела воздушной и водной среды. Функция распределения по энергии испускаемых гамма-квантов $f_E(E)$ принималась равной (9.22), значения параметров для различных модельных источников приведены в табл. 9.3.

В каждом расчете рассматривалось 5000 историй гамма-квантов. История гамма-кванта обрывалась, если квант поглощался, или его энергия становилась меньше $E_{min} = 50$ кэВ, или его статистический вес становился меньше, чем $W_{min} = 10^{-5}$. Сечения реакций взаимодействия гамма-квантов с элементами воздуха и воды взяты из работы [298], плотность воды полагалась равной $\rho_1 = 10^3$ кг/м³, плотность воздуха $\rho_2 = 1,293$ кг/м³. Вероятная погрешность расчета не превышала 15%.

С помощью полученных методом Монте-Карло функций $E_\delta(t, H_s)$ численным интегрированием выражения (9.11) для импульсного источника гамма-квантов была рассчитана интенсивность неравновесного светового излучения, возбуждаемого гамма-излучением

$$W_\delta^\lambda(t, H_s) = \eta_\lambda \int_0^t K_\delta(t - \tau) E_\delta(\tau, H_s) d\tau. \quad (9.49)$$

Рассматривалась головная полоса первой отрицательной системы иона азота с длиной излучаемой волны $\lambda = 0,3914$ мкм. Эффективность высвечивания рассчитывалась с помощью соотношения (9.1). Согласно работам [281], [282], для функции высвечивания элементарного объема воздуха под действием короткого импульса гамма-квантов $K_\delta(\mathbf{r}, t)$ принималось выражение (9.12) с учетом (9.4). Погрешность численного интегрирования (9.49) не превышала 0,1%.

Временные зависимости мощности неравновесного светового излучения $W_\delta^\lambda(t, H_s)$, возбуждаемого в воздушной среде импульсным источником гамма-квантов, использовались для расчета параметров светового сигнала от различных модельных надводных источников.

Расчеты проводились численным интегрированием выражения

$$W_i^\lambda(t, H_s) = N_{\gamma i} \int_0^t f_{ti}(\tau) W_{\delta i}^\lambda(t - \tau, H_s) d\tau, \quad (9.50)$$

где индекс i характеризует модельный источник гамма-квантов; $N_{\gamma i}$ — выход гамма-квантов на единицу энерговыделения источника; $f_{ti}(t)$ — функция временного распределения испускаемых гамма-квантов.

Численные расчеты проводились для следующих модельных временных распределений гамма-квантов.

1) Расчет мощности неравновесного светового излучения был проведен для функции распределения испускаемых гамма-квантов по времени, определяемой соотношениями (9.24) и (9.25).

2) Расчет мощности неравновесного светового излучения был проведен для экспоненциально убывающей функции временного распределения гамма-квантов (9.26).

Проведенные расчеты позволяют сделать вывод о наличии существенной зависимости как амплитудных, так и временных параметров неравновесного светового излучения, от энергетического и временного распределения испускаемых гамма-квантов.

Максимальное значение мощности неравновесного светового излучения, возбуждаемого источниками гамма-квантов с одинаковым энергетическим спектром, зависит от вида функции временного распределения гамма-квантов $f_t(t)$.

Особенности функции $f_t(t)$ оказывают наибольшее влияние на мощность неравновесного светового излучения при малых значениях времени $t < t_s$, где t_s — характерное время изменения функции $f_t(t)$. Вид временной зависимости мощности неравновесного светового излучения при больших временах $t \gg t_s$ определяется временем жизни гамма-кванта с энергией ~ 1 МэВ в воздушной среде нормальной плотности и относительно слабо зависит от особенностей временного распределения испускаемых гамма-квантов $f_t(t)$.

Для различных модельных источников гамма-квантов были рассчитаны зависимости энергии неравновесного светового излучения от высоты источника над поверхностью воды H_s по формуле

$$E^\lambda(H_s) = \int_0^{\infty} W_i^\lambda(t, H_s) dt, \quad (9.51)$$

Функции $W_i^\lambda(t, H_s)$ рассчитывались с помощью соотношения (9.50).

В отличие от максимального значения мощности неравновесного светового излучения, величина излучаемой в заданном спектральном интервале энергии практически не зависит от вида временного распределения испускаемых источником гамма-квантов, и определяется только их энергетическим распределением и выходом гамма-излучения на единицу энерговыделения источника.

Значения энергии неравновесного светового излучения, рассчитанные методом Монте-Карло, в среднем в 1,5 раза превосходят резуль-

таты расчета по формулам (9.47), (9.44), (9.23). Таким образом, полученные в разделе 2.1 аналитические выражения для мощности и энергии неравновесного светового излучения, возбуждаемого в атмосфере гамма-квантами модельных атмосферных источников, могут быть использованы только для проведения оценочных расчетов и получения качественной зависимости характеристик возбуждаемого неравновесного светового излучения от различных параметров источника гамма-квантов: высоты над поверхностью раздела двух сред, энергетического и временного распределений испускаемых гамма-квантов.

Результаты, полученные методом Монте-Карло, имеют случайный, вероятностный характер. Уменьшить влияние случайных погрешностей на результаты моделирования позволяет сглаживание колебаний значений рассчитываемой функции, которое может быть осуществлено, например, аппроксимацией по методу наименьших квадратов. Кроме этого, табличное представление результатов расчета энергии светового излучения как функции высоты источника гамма-квантов над поверхностью воды не всегда является удобным при проведении оценочных расчетов. Поэтому результаты расчета методом Монте-Карло энергии, излучаемой в виде неравновесного светового излучения, как функции высоты источника гамма-квантов над поверхностью воды, аппроксимировались выражением

$$E^\lambda(H_s) = \eta_\lambda C^i q(\text{Ткал}) \Phi(\mu^i, H_s), \quad (9.52)$$

где q — энергия, выделенная источником, Ткал; η_λ — эффективность высвечивания; $\Phi(\mu^i, H_s)$ — аппроксимирующая функция вида:

$$\Phi(\mu^i, H_s) = 1 - \frac{1}{2} (\exp\{-\mu^i H_s\} - \mu^i H_s E_1\{\mu^i H_s\}); \quad (9.53)$$

C^i , μ^i — параметры аппроксимации; i — индекс, характеризующий модельный источник гамма-квантов, $E_1(x) = -\text{Ei}(-x)$; $\text{Ei}(x)$ — интегральная показательная функция [133].

Вид функции $\Phi(\mu^i, H_s)$ обусловлен соотношением (9.44), полученным при аналитических оценках энергии неравновесного светового излучения. Такой выбор аппроксимирующей функции позволяет подбором всего двух параметров C^i и μ^i описать выражением (9.52) результаты расчета методом Монте-Карло энергии неравновесного светового излучения с погрешностью, не превышающей вероятную погрешность статистического моделирования.

Анализируя выражения (9.44), (9.52) и (9.53), выясним физический смысл параметров C^i и μ^i . Параметр C^i представляет собой

суммарную кинетическую энергию заряженных частиц, образующихся от i -ого модельного источника гамма-квантов с энерговыделением $q = 1$ теракалория (Ткал). Эта величина не зависит от высоты источника и определяется только его типом. Параметр μ^i представляет собой обратную величину эффективного пробега гамма-квантов, энергетическое распределение которых характерно для гамма-квантов, испускаемых модельным источником i -ого типа (см. табл. 9.3 и 9.4).

Результаты расчета параметров C^i и μ^i для различных модельных источников гамма-квантов, и максимальные значения относительной погрешности аппроксимации выражениями (9.52), (9.53) результатов моделирования методом Монте-Карло, приведены в табл. 9.6.

Таблица 9.6: Параметры C^i и μ^i для разных модельных источников

Тип	$C^i \cdot 10^{10}$, Дж/Ткал	$\mu^i \cdot 10^3$, 1/м	$(\Delta E/E)_{max}$
1	2,31	3,12	0,04
2	1,36	3,12	0,04
3	9,09	3,10	0,04

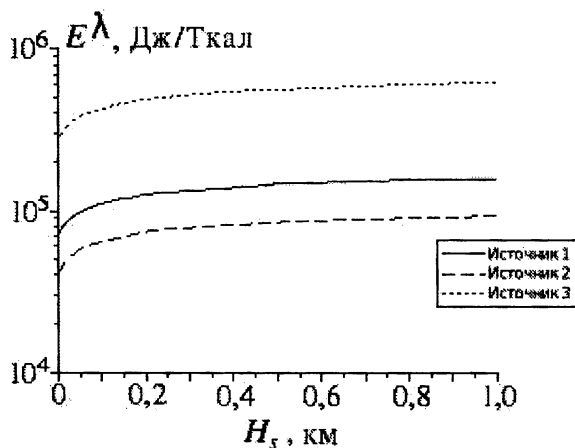


Рис. 9.12: Зависимость энергии неравновесного светового излучения от высоты источника

На рис. 9.12 для различных модельных источников гамма-квантов приведены рассчитанные с помощью соотношений (9.52), (9.53) значе-

ния энергии, излучаемой в виде неравновесного светового излучения, как функции высоты источника над поверхностью раздела двух сред.

9.2.3 Моделирование методом Монте-Карло светового сигнала

Рассмотрим случай, когда источник гамма-квантов расположен над водной средой. Для выявления особенностей импульса неравновесного светового излучения, обусловленных наличием водной среды, для различных точек регистрации и модельных источников гамма-квантов, расположенных на разной высоте над водной поверхностью, были рассчитаны амплитудно-временные характеристики возбуждаемого в воздухе светового сигнала.

Для расчета параметров неравновесного светового излучения в удаленной точке регистрации с учетом эффекта запаздывания внутри области свечения необходимо знать пространственно-временное распределение поглощенной энергии гамма-излучения, которое, в свою очередь, зависит от пространственно-временной энергетической плотности потока гамма-квантов. Непосредственный расчет пространственно-временной энергетической плотности потока гамма-квантов от надводного источника с учетом поверхности раздела двух сред является достаточно сложной задачей даже при использовании такого мощного вычислительного метода, каким является метод Монте-Карло, так как рассчитываемая функция зависит от четырех независимых переменных (две пространственные переменные, время и энергия). Однако метод Монте-Карло позволяет эффективно рассчитывать функционалы от плотности потока гамма-квантов, а именно таким функционалом является интенсивность неравновесного светового излучения.

При моделировании светового сигнала необходимо учитывать процессы поглощения и рассеяния светового излучения в воздушной среде, поскольку характеристики сигнала во многом зависят от условий распространения светового излучения в воздухе — взаимной геометрии источника и приемника, метеорологических условий и т.д. Кроме этого, при регистрации может использоваться коллимированный приемник светового излучения, и, поэтому, возможна ситуация, когда прямое излучение не попадает в поле зрения приемника и регистрируется только рассеянное световое излучение. Алгоритм математического моделирования параметров светового сигнала, основанный на методе Монте-Карло, позволяет достаточно легко учесть особенности распространения светового излучения в воздушной среде, рассчитывать как

прямое, так и рассеянное излучение при различном взаимном расположении источника гамма-квантов и приемника светового излучения.

Геометрия моделирования представлена на рис. 9.13.

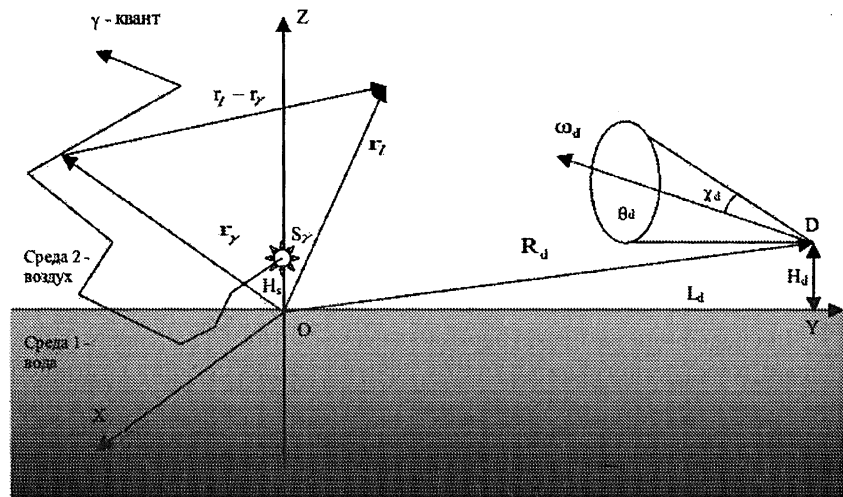


Рис. 9.13: Геометрия моделирования неравновесного светового излучения от атмосферного источника

Плоскость XOY прямоугольной системы координат совмещена с поверхностью воды. Ось OZ направлена в сторону воздушной среды. В точке с радиус-вектором \mathbf{R}_s на высоте H_s над поверхностью воды расположен точечный изотропный источник гамма-квантов. Энергетическое и временное распределение гамма-квантов описываются соответственно нормированными на единицу функциями $f_E(E)$ и $f_t(t)$. В точке с радиус-вектором \mathbf{R}_d на высоте H_d находится коллимированный приемник светового излучения. Поле зрения прибора ограничено конусом с полууглом при вершине χ_d , направление оптической оси характеризуется единичным вектором ω_d .

Моделирование светового сигнала проводилось в два этапа. На первом этапе по разработанной методике и написанной на ее основе программе методом Монте-Карло рассчитывалась интенсивность светового излучения, возбуждаемого точечным мгновенным изотропным источником гамма-квантов, расположенном на различной высоте над поверхностью воды. В этом случае функция временного распределения испускаемых гамма-квантов имеет вид $f_t(t) = \delta(t)$. Рассматривались

различные модельные функции энергетического распределения гамма-квантов.

На втором этапе полученные для мгновенного источника гамма-квантов временные зависимости интенсивности неравновесного светового излучения использовались для расчета интенсивности светового сигнала, возбуждаемого источником гамма-квантов с произвольным временным распределением $f_t(t)$.

Рассмотрим методику и результаты моделирования неравновесного светового излучения, возбуждаемого мгновенным изотропным надводным источником гамма-квантов с различным энергетическим распределением гамма-квантов. Все величины, характеризующие водную среду, отмечаем индексом 1, воздушную среду — индексом 2.

Водная среда будет существенно влиять на характеристики светового сигнала в том случае, если высота источника гамма-квантов над поверхностью воды не превышает нескольких длин свободного пробега в воздухе гамма-кванта с начальной энергией. В воздухе нормальной плотности длина пробега гамма-кванта с энергией $E_\gamma \sim 1$ МэВ составляет ~ 300 м, что значительно меньше высоты однородной атмосферы. Поэтому, рассматривая высоты источника гамма-квантов, не превышающие нескольких длин пробега гамма-кванта в воздухе, будем считать воздушную среду однородной с плотностью, равной плотности воздуха у поверхности воды. Водную среду также будем считать однородной.

При распространении в воздухе световое излучение поглощается и рассеивается. При моделировании светового сигнала эти процессы необходимо учитывать, поскольку длина свободного пробега светового излучения в воздушной среде порядка характерных расстояний между точкой регистрации светового излучения и источником гамма-квантов. Расчет параметров рассеянного атмосферой светового излучения также необходим в том случае, если нерассеянное световое излучение не регистрируется приемником. Это может быть обусловлено геометрией взаимного расположения источника гамма-квантов и точки регистрации светового излучения, конструктивными особенностями приемника светового излучения и другими причинами. Поэтому в проведенных расчетах учитывались процессы рассеяния и поглощения атмосферой светового излучения.

Оптические свойства воздуха характеризовались показателями рассеяния σ_2^λ , поглощения κ_2^λ и ослабления ε_2^λ : $\varepsilon_2^\lambda = \sigma_2^\lambda + \kappa_2^\lambda$, а также индикатрисой рассеяния $X_2^\lambda(\vartheta)$, где ϑ — угол рассеяния кванта светового излучения. Все эти величины являются функциями длины волны λ .

Индикатриса рассеяния $X_2^\lambda(\vartheta)$ нормирована следующим образом [299]:

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi X_2^\lambda(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = 1. \quad (9.54)$$

Согласно [300], [301], индикатриса рассеяния представлялась в виде

$$X_2^\lambda(\vartheta) = \frac{1}{\tau_2^\lambda} [\tau_{r_2}^\lambda X_{r_2}^\lambda(\vartheta) + \tau_{a_2}^\lambda X_{a_2}^\lambda(\vartheta)]. \quad (9.55)$$

где $\tau_{r_2}^\lambda$ — рэлеевская оптическая толщина; $\tau_{a_2}^\lambda$ — аэрозольная оптическая толщина; $\tau_2^\lambda = \tau_{r_2}^\lambda + \tau_{a_2}^\lambda$ — оптическая толщина; $X_{r_2}^\lambda(\vartheta)$ — рэлеевская индикатриса рассеяния, описывающая молекулярное рассеяние света в воздухе [299]

$$X_{r_2}^\lambda(\vartheta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \vartheta); \quad (9.56)$$

$X_{a_2}^\lambda(\vartheta)$ — аэрозольная индикатриса рассеяния, которая представлялась однопараметрической индикатрисой Хеньи-Гринштейна

$$X_{a_2}^\lambda(\vartheta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \vartheta)^{3/2}}, \quad (9.57)$$

которая приближенно описывает при $g = 0,794$ аэрозольную индикатрису рассеяния света в воздухе [302].

Значения показателя ослабления ε_2^λ и показателя рассеяния σ_2^λ света в воздухе определяются состоянием нижней атмосферы, ее метеорологическими параметрами — влажностью, температурой, видом и концентрацией аэрозольных частиц и их распределением по размеру. В работах [303]–[306] дан анализ статистических характеристик коэффициентов полного ослабления приземного слоя атмосферы, а также изучены статистические связи коэффициентов полного ослабления ε_2^λ в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах спектра с метеорологическими параметрами атмосферы, а в [307] рассматривается связь между метеорологическими параметрами атмосферы и полным аэрозольным ослаблением электромагнитного импульса атмосферой в видимом и инфракрасном диапазонах спектра (0,5 ÷ 12, 2) мкм. В работах [308], [309] приводятся результаты серии натурных измерений коэффициента ослабления ε_2^λ на морских прибрежных трассах в районе Карадага (Крым). Измерения проводились в диапазоне длин волн λ от 0,5 до 12 мкм. Значения показателя ослабления для $\lambda = 0,56$ мкм

в этих сериях измерений лежат в пределах $\varepsilon_2^\lambda = (0,1 \div 0,4) \text{ км}^{-1}$. Поскольку при $\lambda \leq 1$ мкм в окнах прозрачности атмосферы, т.е. вне полос и линий газового поглощения, показатель поглощения ε_2^λ растет с уменьшением λ [310], причем спектральная зависимость хорошо аппроксимируется выражением Ангстрема [306] $\varepsilon_2^\lambda = c\lambda^{-p(\lambda)}$, где $p(\lambda) \approx 0,8$, то для $\lambda = 0,4$ мкм значения показателя ослабления также лежат в пределах $\varepsilon_2^\lambda = (0,1 \div 0,4) \text{ км}^{-1}$. В проведенных расчетах принято $\varepsilon_2^\lambda = 0,3 \text{ км}^{-1}$, что соответствует относительно большой за-мутненности атмосферы.

Вне области полос и линий газового поглощения преобладает рассеяние света аэрозолем. В видимой области спектра удельное аэрозольное поглощение $\beta^\lambda = \kappa_a^\lambda / \sigma_a^\lambda$ лежит в пределах $\beta^\lambda = (0,06 \div 1,0)$ [311]–[313]. Здесь κ_a^λ — коэффициент аэрозольного поглощения, σ_a^λ — коэффициент аэрозольного рассеяния, причем обычно в рассматриваемом диапазоне длин волн λ выполняется соотношение $\beta^\lambda \ll 1$. Однако в проделанных расчетах моделировалась ситуация с относительно неблагоприятными условиями регистрации светового сигнала в воздухе при сильном поглощении света, соответственно показатель поглощения света $\kappa_a^\lambda = 0,1 \text{ км}^{-1}$, а показатель рассеяния $\sigma_a^\lambda = 0,2 \text{ км}^{-1}$.

Методом Монте-Карло моделировалось регистрируемое удаленным приемником нерассеянное и однократно рассеянное в атмосфере световое излучение, возбуждаемое точечным мгновенным изотропным надводным источником гамма-квантов с различным энергетическим спектром.

Интенсивность $I_{ns}^\lambda(\mathbf{r}, t, H_s)$ нерассеянного светового излучения в точке с радиус-вектором \mathbf{r} в момент времени t определяется выражением (9.32) с учетом (9.33). Интенсивность $I_{sc}^\lambda(\mathbf{r}, t, H_s)$ однократно рассеянного светового излучения рассчитывалась с помощью выражения

$$\begin{aligned}
 I_{sc}^\lambda(\mathbf{r}, t, H_s) = & \eta_\lambda \int d^3\mathbf{r}_\gamma \int d^3\mathbf{r}_l \int d\tau K_\delta(\mathbf{r}_\gamma, \tau) \times \\
 & \times \frac{1}{4\pi|\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_\gamma|^2} \exp\{-\varepsilon_2^\lambda|\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_\gamma|\} \frac{\sigma_2^\lambda}{4\pi R^2} X_2^\lambda(\vartheta) \exp\{-\varepsilon_2^\lambda R\} \times \\
 & \times \left[\sum_i \int_0^\infty dE_\gamma E_i^e(E_\gamma) \mu_2^i(E_\gamma) \times \right. \\
 & \left. \times \varphi_\gamma(\mathbf{r}_\gamma, E_\gamma, t - \tau - \frac{1}{c}|\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_\gamma| - \frac{1}{c}R) \right], \quad (9.58)
 \end{aligned}$$

где \mathbf{r}_l — радиус-вектор, определяющий положение кванта света; $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_l$; $\vartheta = \arccos\{(\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_\gamma)(\mathbf{r} - \mathbf{r}_l)/(|\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_\gamma| \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}_l|)\}$ — угол рассеяния светового кванта; σ_2^λ — коэффициент рассеяния светового излучения с длиной волны λ в воздушной среде; $X_2^\lambda(\vartheta)$ — индикатриса рассеяния светового излучения с длиной волны λ в воздушной среде (9.55)–(9.57) $K_\delta(\mathbf{r}, t)$ — закон высвечивания элементарного объема воздуха.

При моделировании процесса распространения гамма-кванта в воде и воздухе учитывались следующие реакции взаимодействия со средой: фотоэлектрическое поглощение, томсоновское и комптоновское рассеяния на электронах, образование электронно-позитронных пар. Сечения процессов взяты из работы [298].

Энергетическое распределение испускаемых гамма-квантов $f_E(E)$ задавалось в виде групп с равномерным распределением квантов внутри группы (9.22).

Рассматривались следующие значения высоты источника гамма-квантов над поверхностью воды: $H_s = 0; 10; 20; 40; 60; 100; 200$ и 500 м.

Параметры светового сигнала рассчитывались в точках с радиус-вектором $\mathbf{R}_d = (0, L_d, H_d)$, высота над поверхностью воды составляла $H_d = 10$ м, а эпицентрального расстояние до источника гамма-квантов изменялось в пределах $L_d = (5 \div 50)$ км. Поле зрения приемника излучения ограничено конусом с полууглом при вершине $\chi_d = 0,1$ рад. Оптическая ось прибора направлена в сторону источника гамма-квантов с углом возвышения $\theta_d = 0,1$ рад (компоненты единичного вектора вдоль оптической оси равны $\omega_d = (0; -0,995; 0,0998)$). Такой выбор обусловлен следующими соображениями: во-первых, приемником регистрируется как прямое, так и рассеянное световое излучение; во-вторых, при таком выборе направления оптической оси не регистрируется световое излучение, отраженное от поверхности воды, которое при моделировании не учитывается.

Расчеты параметров неравновесного светового излучения были проведены для полосы (0,0) первой отрицательной системы иона азота. Эффективность высвечивания η_λ рассчитывалась с помощью соотношения (9.1). Высвечивание элементарного объема воздуха под действием импульса гамма-квантов $K_\delta(\mathbf{r}, t)$ моделировалось с помощью выражения (9.12) с учетом (9.4). Плотность воды равна $\rho_1 = 1$ г/см³, плотность воздуха $\rho_2 = 1,293 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

В каждом расчете моделировалось 5000 историй гамма-квантов. История кванта обрывалась, если его энергия становилась меньше $E_{\gamma min} = 80$ кэВ, или его статистический вес был меньше $W_{min} = 0,001$, или гамма-квант поглощался. Вероятная погрешность не превышала 10%.

На рис. 9.14–9.15 в виде гистограмм для различных точек регистрации светового сигнала и значений высоты источника гамма-квантов над поверхностью воды представлены некоторые результаты статистического моделирования интенсивности возбуждаемого неравновесного светового излучения.

Расчеты проводились для надводного точечного изотропного мгновенного источника гамма-квантов, распределение которых по энергии соответствует спектру гамма-квантов модельных источников, параметры которых приведены в таблице 9.3. По горизонтальной оси отложено время, отсчитываемое от прихода в точку наблюдения первого светового кванта. По вертикальной оси отложена интенсивность светового излучения, отнесенная к одному гамма-кванту.

Интенсивность нерассеянного светового излучения имеет время нарастания порядка времени

высвечивания элементарного объема воздуха $\tau_a \sim (10^{-8} - 10^{-7})$ с [278], [279], а спадает за время порядка времени жизни гамма-кванта с энергией ~ 1 МэВ в воздушной среде нормальной плотности $\tau_\gamma \sim 1/(\mu c) \sim 10^{-6}$ с.

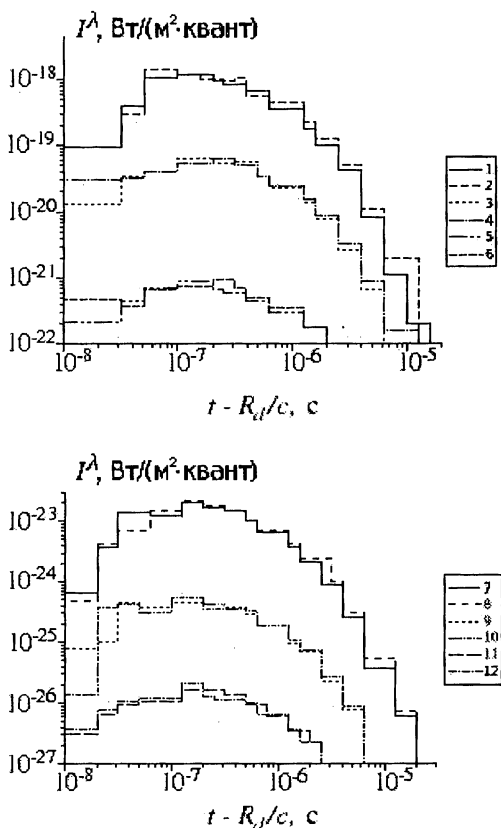


Рис. 9.14: Интенсивность нерассеянного светового излучения при $H_s = 200$ м, $H_d = 10$ м: 1, 2 — $L_d = 5$ км; 3, 4 — $L_d = 10$ км; 5, 6 — $L_d = 20$ км; 7, 8 — $L_d = 30$ км; 9, 10 — $L_d = 40$ км; 11, 12 — $L_d = 50$ км; 1, 3, 5, 7, 9, 11 — модельный источник 1; 2, 4, 6, 8, 10, 12 — источник 3

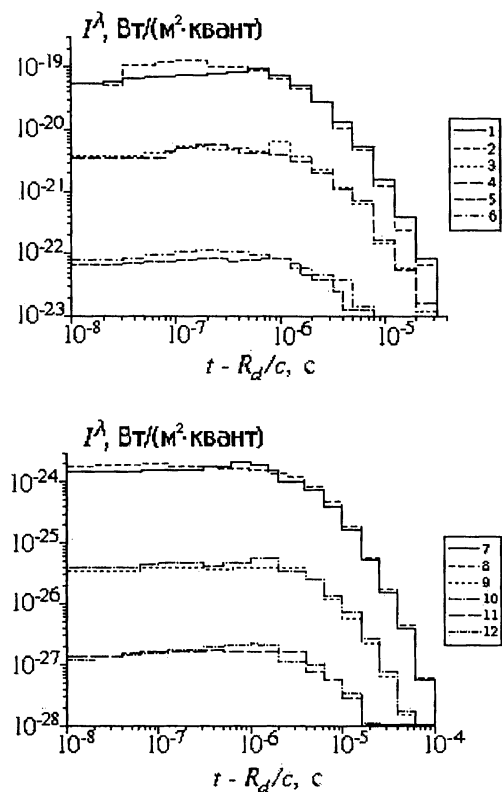


Рис. 9.15: Интенсивность однократно рассеянного светового излучения при $H_s = 200$ м, $H_d = 10$ м: 1, 2 — $L_d = 5$ км; 3, 4 — $L_d = 10$ км; 5, 6 — $L_d = 20$ км; 7, 8 — $L_d = 30$ км; 9, 10 — $L_d = 40$ км; 11, 12 — $L_d = 50$ км; 1, 3, 5, 7, 9, 11 — модельный источник; 2, 4, 6, 8, 10, 12 — источник 3

расстояние от начала координат до приемника, χ_d — угол, характеризующий поле зрения приемника светового излучения (см. рис. 9.13). В расчетах принимались следующие значения параметров: $\tau_a \sim 10^{-8}$ с [278], [279], $1/(\sigma c) \sim 10^{-5}$ с, $R_d \chi_d / c \sim 10^{-6}$ с. Тогда для рассмотренных расстояний до источника гамма-квантов время нарастания ин-

Временные характеристики однократно рассеянного светового излучения существенно отличаются от характеристик нерассеянного светового излучения. Максимум интенсивности рассеянного светового излучения значительно менее выражен и приходится на более поздний момент времени, чем в случае нерассеянного светового излучения. С увеличением расстояния между точкой регистрации светового излучения и источником гамма-квантов максимум интенсивности смещается в сторону более поздних времен. Это обусловлено тем, что характерное время нарастания интенсивности однократно рассеянного светового излучения равно $\tau_1^{sc} = \max\{\tau_a, \tau_r\}$, где τ_a — характерное время высвечивания элементарного объема воздуха; $\tau_r = l/c$, расстояние l равно: $l = \min\{1/\sigma, R_d \chi_d\}$, σ — коэффициент рассеяния светового излучения в воздушной среде, R_d —

тенсивности однократно рассеянного светового излучения составляет $\tau_1^{sc} \sim R_d \chi_d / c \sim 3 \cdot (10^{-7} - 10^{-6})$ с и пропорционально расстоянию R_d .

Спад интенсивности рассеянного светового излучения происходит за время $\tau_2^{sc} = \max\{\tau_\gamma, \tau_l^\kappa\}$, где τ_γ — время жизни гамма-кванта с энергией ~ 1 МэВ в воздушной среде нормальной плотности; κ — показатель поглощения; $\tau_l^\kappa \sim 1/(\kappa c)$ — время жизни светового кванта в воздухе. При моделировании принималось $\kappa = 0,1 \text{ км}^{-1}$, поэтому получаем следующую оценку: $\tau_2^{sc} \sim \tau_l^\kappa \sim 10^{-5}$ с.

Для оперативной оценки параметров возбуждаемого неравновесного светового излучения максимальные значения интенсивности нерассеянного и однократно рассеянного светового излучения в рассматриваемом спектральном диапазоне, а также значения энергии светового излучения, приходящегося на единичную площадку, расположенную в точке регистрации перпендикулярно направлению на источник гамма-квантов, аппроксимировались выражениями:

$$I_{\max}^\delta (\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{квант})) = \\ = C_1^I(H_s) R_d^{-C_2^I(H_s)} (\text{км}) \exp\{-C_3^I(H_s) R_d(\text{км})\}, \quad (9.59)$$

$$E^\delta (\text{Дж}/(\text{м}^2 \text{квант})) = \\ = C_1^E(H_s) R_d^{-C_2^E(H_s)} (\text{км}) \exp\{-C_3^E(H_s) R_d(\text{км})\}, \quad (9.60)$$

где R_d (км) — расстояние между источником гамма-квантов и точкой регистрации светового излучения; H_s (м) — высота источника гамма-квантов над поверхностью воды.

В табл. 9.7 для различных модельных энергетических распределений испускаемых гамма-квантов (см. табл. 9.3) и значений высоты источника над поверхностью воды приведены рассчитанные методом наименьших квадратов коэффициенты C_1 , C_2 , C_3 , входящие в (9.59) и (9.60). В таблице введены обозначения: I_{\max}^{ns} , I_{\max}^{sc} , I_{\max}^{tot} — максимальные значения интенсивности соответственно нерассеянного, однократно рассеянного и суммарного светового излучения в $\text{Вт}/(\text{м}^2 \text{квант})$; E^{ns} , E^{sc} , E^{tot} — значения энергии соответственно нерассеянного, однократно рассеянного и суммарного светового излучения в $\text{Дж}/(\text{м}^2 \text{квант})$. Отметим, что коэффициент C_3 численно практически совпадает со значением коэффициента ослабления светового излучения с длиной волны λ в воздушной среде $\varepsilon_2^\lambda = 0,3 \text{ км}^{-1}$.

Подведем итоги изучения процесса формирования светового сигнала от атмосферного источника высокой энергии, высота которого сравнима с длиной пробега гамма-излучения в воздушной среде.

Таблица 9.7: Коэффициенты C_i для двух типов источников и разных высот взрыва

Тип источника	1			3		
	C_1	C_2	C_3	C_1	C_1	C_1
$H_s = 0$ м						
I_{\max}^{ns}	$5,59 \cdot 10^{-20}$	2,06	0,297	$3,74 \cdot 10^{-20}$	1,92	0,302
I_{\max}^{sc}	$3,71 \cdot 10^{-21}$	1,93	0,297	$1,50 \cdot 10^{-21}$	1,51	0,307
I_{\max}^{tot}	$5,93 \cdot 10^{-20}$	2,04	0,297	$3,81 \cdot 10^{-20}$	1,89	0,302
E^{ns}	$3,14 \cdot 10^{-26}$	1,87	0,304	$3,57 \cdot 10^{-26}$	1,86	0,304
E^{sc}	$1,31 \cdot 10^{-27}$	1,12	0,314	$1,40 \cdot 10^{-27}$	1,13	0,310
E^{tot}	$2,97 \cdot 10^{-26}$	1,76	0,33	$3,39 \cdot 10^{-26}$	1,77	0,302
$H_s = 100$ м						
I_{\max}^{ns}	$1,72 \cdot 10^{-19}$	2,06	0,299	$1,79 \cdot 10^{-19}$	2,07	0,297
I_{\max}^{sc}	$1,27 \cdot 10^{-21}$	0,858	0,347	$1,89 \cdot 10^{-21}$	1,04	0,346
I_{\max}^{tot}	$1,59 \cdot 10^{-19}$	1,98	0,303	$1,73 \cdot 10^{-19}$	2,01	0,300
E^{ns}	$6,84 \cdot 10^{-26}$	1,93	0,302	$7,49 \cdot 10^{-26}$	1,93	0,302
E^{sc}	$5,00 \cdot 10^{-27}$	1,45	0,301	$2,69 \cdot 10^{-27}$	1,14	0,311
E^{tot}	$6,91 \cdot 10^{-23}$	1,86	0,300	$7,08 \cdot 10^{-26}$	1,83	0,301
$H_s = 200$ м						
I_{\max}^{ns}	$1,08 \cdot 10^{-19}$	1,83	0,310	$2,45 \cdot 10^{-19}$	2,31	0,283
I_{\max}^{sc}	$5,92 \cdot 10^{-21}$	1,65	0,313	$1,40 \cdot 10^{-20}$	2,05	0,293
I_{\max}^{tot}	$1,13 \cdot 10^{-19}$	1,83	0,310	$2,57 \cdot 10^{-19}$	2,29	0,284
E^{ns}	$7,86 \cdot 10^{-26}$	1,91	0,303	$8,52 \cdot 10^{-26}$	1,91	0,303
E^{sc}	$1,55 \cdot 10^{-26}$	1,78	0,328	$6,36 \cdot 10^{-27}$	1,48	0,296
E^{tot}	$8,92 \cdot 10^{-26}$	1,88	0,302	$8,92 \cdot 10^{-26}$	1,87	0,298

1) Теоретически решена задача математического моделирования светящейся области — источника неравновесного светового излучения, возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами от атмосферного источника, высота которого сравнима с пробегом гамма-излучения с энергией ~ 1 МэВ в воздухе нормальной плотности.

а) Получены аналитические выражения для мощности и полной излучаемой энергии неравновесного светового излучения с длиной волны $\lambda = 0,3914$ мкм, возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами от атмосферного источника для различных высот, временных и энергетических распределений испускаемых гамма-квантов. Для модельных источников гамма-квантов проведены численные оценки параметров светящейся области, являющейся источником неравновесного светового излучения.

б) Методом Монте-Карло для гамма-квантов от надводного источника рассчитана поглощаемая в единицу времени в воздушной среде энергия гамма-излучения. В расчетах использовались различные модельные энергетические спектры испускаемых гамма-квантов. Временное распределение квантов полагалось пропорциональным дельта-функции $\delta(t)$. Диапазон рассмотренных высот источника ($0 \div 500$) м.

в) С помощью импульсных функций, полученных методом Монте-Карло, численным интегрированием были рассчитаны временные зависимости мощности неравновесного светового излучения с длиной волны $\lambda = 0,3914$ мкм, возбуждаемого в воздушной среде гамма-квантами от надводного источника. Расчеты проводились для различных модельных временных распределений испускаемых гамма-квантов. Показано, что параметры светящейся области — источника неравновесного светового излучения — существенно зависят от временного и энергетического распределения испускаемых гамма-квантов.

г) Для различных модельных источников гамма-квантов рассчитана зависимость полной энергии, излучаемой в виде неравновесного светового излучения с длиной волны $\lambda = 0,3914$ мкм, от высоты источника над поверхностью раздела воздух-вода (грунт). Показано, что величина этой энергии, в отличие от максимального значения мощности неравновесного светового излучения, практически не зависит от вида временного распределения испускаемых гамма-квантов и определяется их энергетическим распределением и выходом гамма-излучения на единицу энерговыделения источника.

д) Для модельных надводных источников гамма-квантов получены аналитические выражения, аппроксимирующие результаты моделирования методом Монте-Карло энергии, излучаемой в виде неравновесного светового излучения, как функции высоты источника гамма-квантов над поверхностью воды. В диапазоне высот ($0 \div 500$) м погрешность аппроксимации не превосходит 5%.

Сравнение результатов моделирования методом Монте-Карло и аналитических оценок полной энергии, излучаемой в виде неравновесного светового излучения, позволяет сделать вывод о том, что вклад многократно рассеянных, а также отраженных от поверхности воды гамма-квантов, в возбуждение неравновесного светового излучения достигает 30%.

2) Теоретически решена задача расчета параметров неравновесного светового излучения, возбуждаемого гамма-квантами от атмосферного источника и регистрируемого удаленным приемником светового излучения.

Для модельных надводных источников гамма-квантов рассчитаны методом Монте-Карло амплитудно-временные характеристики регистрируемого светового сигнала с учетом временного запаздывания светового излучения внутри излучающей области. Рассчитаны параметры нерассеянной и однократно рассеянной компонент светового сигнала, исследована их зависимость от расстояния между источником и приемником светового излучения ($5 \div 50$) км, а также высоты источника ($0 \div 500$) м над водой. Рассмотрены различные модельные функции временного и энергетического распределения испускаемых гамма-квантов. Показано существенное различие характеристик нерассеянной и однократно рассеянной компоненты регистрируемого светового сигнала. Для модельных надводных источников предложены аналитические выражения, аппроксимирующие результаты статистического моделирования максимальных значений интенсивности и энергии неравновесного светового излучения, приходящейся на единичную площадку в удаленной точке регистрации, расположенную перпендикулярно направлению на надводный источник, для нерассеянного, однократно рассеянного и суммарного светового излучения.

В работах [321], [336], [337] вопросы, затронутые в этом разделе, рассмотрены более подробно.

9.3 Определение параметров атмосферного источника

Анализ результатов аналитических оценок и статистического моделирования параметров световых сигналов, возбуждаемых атмосферными высокоэнергетическими источниками, показывает, что характеристики неравновесного и равновесного световых излучений таких источников часто различным образом зависят от основных параметров источников — высоты над поверхностью раздела двух сред, выделенной энергии и т.п. Это позволяет с помощью совместной одноточечной (проведенной в одном и том же месте) регистрации равновесного и неравновесного световых излучений от высокоэнергетического источника оценивать его параметры.

Все величины, относящиеся к равновесному световому излучению, будем отмечать индексом “р”, к неравновесному световому излучению — индексом “н”. Отсутствие индекса означает, что величина или формула относятся как к равновесному, так и к неравновесному световому излучению.

Пусть функция $W(t, H_s, \lambda_1, \lambda_2)$ описывает мощность светового излучения, испускаемого в спектральном диапазоне $(\lambda_1 \div \lambda_2)$ атмосферным высокоэнергетическим источником, находящимся на высоте H_s . В случае неравновесного светового излучения границы спектрального интервала определяются соотношениями $\lambda_1 = \lambda - \Delta\lambda/2$, $\lambda_2 = \lambda + \Delta\lambda/2$, где λ — длина волны рассматриваемой выделенной линии, Δ — ширина линии.

Пусть ε^λ — усредненный по спектральному интервалу $(\lambda_1 \div \lambda_2)$ показатель ослабления светового излучения в воздушной среде, причем $\lambda \in (\lambda_1 \div \lambda_2)$. Пренебрегая размерами светящейся области, можно оценить значение интенсивности светового излучения, регистрируемого в момент времени t на большом (по сравнению с размерами светящейся области) расстоянии R от источника:

$$I(R, H_s, t, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{4\pi R^2} \exp(-\varepsilon^\lambda R) W\left(t - \frac{R}{c}, H_s, \lambda_1, \lambda_2\right). \quad (9.61)$$

Энергия светового излучения в спектральном интервале $(\lambda_1 \div \lambda_2)$, падающего за время $(t_1 \div t_2)$ на единичную площадку, расположенную на расстоянии R от источника светового излучения перпендикулярно направлению на него, описывается выражением:

$$\begin{aligned} E(R, H_s, t_1, t_2, \lambda_1, \lambda_2) &= \int_{t_1}^{t_2} I(R, H_s, t, \lambda_1, \lambda_2) dt = \\ &= \frac{1}{4\pi R^2} \exp(-\varepsilon^\lambda R) \int_{t_1}^{t_2} W\left(t - \frac{R}{c}, H_s, \lambda_1, \lambda_2\right) dt, \quad (9.62) \end{aligned}$$

причем значения t_1, t_2 превышают величину R/c .

Выражение (9.61) не учитывает эффекты, связанные с запаздыванием светового излучения внутри светящейся области. При расчете интенсивности светового излучения это может привести к погрешности, особенно в случае неравновесного светового излучения, поскольку характерное время высвечивания в этом случае $\tau_\gamma \sim 1/(\mu c) \sim 10^{-6}$ с совпадает с характерным временем запаздывания светового излучения внутри светящейся области $\tau_l \sim r_l/c \sim 1/(\mu c) \sim 10^{-6}$ с, где μ — коэффициент ослабления гамма-квантов в воздушной среде, r_l — характерные размеры светящейся области.

В то же время, при расчете энергии светового излучения в точке наблюдения по формуле (9.62) погрешности, обусловленные эффектом запаздывания излучения внутри светящейся области, могут быть

уменьшены соответствующим выбором временного интервала ($t_1 \div t_2$). Если характерное время запаздывания светового излучения внутри светящейся области τ_l удовлетворяет условию $\tau_l \ll t_2, |t_2 - t_1|$, то погрешности расчета энергии излучения, обусловленные эффектом запаздывания светового излучения внутри светящейся области, будут малы и могут не учитываться.

Введем функцию P_E , определяемую следующим соотношением:

$$P_E(R, H_s, \tau_1^H, \tau_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H; \tau_1^P, \tau_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P) = \frac{E_H(R, H_s, \tau_1^H, \tau_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H)}{E_P(R, H_s, \tau_1^P, \tau_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P)}. \quad (9.63)$$

Учитывая (9.62), получим:

$$P_E(R, H_s, \tau_1^H, \tau_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H; \tau_1^P, \tau_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P) = \frac{\int_{t_1^H}^{t_2^H} W_H(t' - \frac{R}{c}, H_s, \lambda_1^H, \lambda_2^H) dt'}{\int_{t_1^P}^{t_2^P} W_P(t' - \frac{R}{c}, H_s, \lambda_1^P, \lambda_2^P) dt'} \exp \left[\left(\varepsilon^{\lambda^P} - \varepsilon^{\lambda^H} \right) R \right], \quad (9.64)$$

где $\tau = t - R/c$ — местное время, отсчитываемое в точке регистрации светового излучения от момента прихода в нее первого светового кванта.

Если спектральные интервалы ($\lambda_1^H \div \lambda_2^H$) и ($\lambda_1^P \div \lambda_2^P$) выбрать таким образом, чтобы выполнялось соотношение

$$\left(\varepsilon^{\lambda^P} - \varepsilon^{\lambda^H} \right) R \ll 1, \quad (9.65)$$

то можно положить

$$\exp \left[\left(\varepsilon^{\lambda^P} - \varepsilon^{\lambda^H} \right) R \right] \approx 1. \quad (9.66)$$

Введем функцию A_E^i (индекс i определяет высокоэнергетический источник):

$$A_E^i(q, H_s, t_1^H, t_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H; t_1^P, t_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P) = \frac{\int_{t_1^H}^{t_2^H} W_H(t', H_s, \lambda_1^H, \lambda_2^H) dt'}{\sqrt{q} \frac{t_1^P}{t_2^P} \int_{t_1^P}^{t_2^P} W_P(t', H_s, \lambda_1^P, \lambda_2^P) dt'}. \quad (9.67)$$

Если выполняются (9.65) и (9.66), то с учетом (9.64) и (9.67) получаем:

$$\begin{aligned} \sqrt{q}A_E^i(q, H_s, t_1^H, t_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H; t_1^P, t_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P) = \\ = P_E(0, H_s, \tau_1^H, \tau_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H; \tau_1^P, \tau_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P). \end{aligned} \quad (9.68)$$

Функция $P_E(R, H_s, \tau_1^H, \tau_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H; \tau_1^P, \tau_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P)$ представляет собой отношение энергии неравновесного светового излучения в спектральном диапазоне $(\lambda_1^H \div \lambda_2^H)$, падающего за время $(\tau_1^H \div \tau_2^H)$ на единичную площадку, расположенную на расстоянии R от источника перпендикулярно направлению на него, к энергии равновесного светового излучения в спектральном диапазоне $(\lambda_1^P \div \lambda_2^P)$, падающего за время $(\tau_1^P \div \tau_2^P)$ на аналогичную площадку. Значения этой функции могут быть вычислены на основании регистрируемых в точке наблюдения временных зависимостей интенсивностей неравновесного и равновесного световых излучений, их обработки и анализа.

Функция $A_E^i(q, H_s, t_1^H, t_2^H, \lambda_1^H, \lambda_2^H; t_1^P, t_2^P, \lambda_1^P, \lambda_2^P)$, определяемая выражением (9.67), зависит только от параметров источника, и может быть рассчитана, если эти параметры известны.

Таким образом, соотношение связывает параметры высокоэнергетического источника с характеристиками регистрируемого в точке наблюдения светового сигнала.

Критерии оптимального выбора временных и спектральных интервалов $(\tau_1^H \div \tau_2^H)$, $(\tau_1^P \div \tau_2^P)$, $(\lambda_1^H \div \lambda_2^H)$, $(\lambda_1^P \div \lambda_2^P)$ приведены в работе [294] и зависят от параметров высокоэнергетического источника.

Учитывая приведенные критерии, для модельных источников, параметры которых приведены в табл. 9.3 и табл. 9.4 предлагается использовать следующие спектральные и временные интервалы:

$$\begin{aligned} \lambda_1^H &= 0,3908 \text{ мкм}; & \lambda_1^P &= 0,3930 \text{ мкм}; \\ \lambda_2^H &= 0,3920 \text{ мкм}; & \lambda_2^P &= 0,3990 \text{ мкм}; \\ \tau_1^H &= 0; & \tau_2^P &= 0; \\ \tau_2^H &= 10^{-5} \text{ с}; & \tau_2^P &= 5,6 \cdot 10^{-6} \text{ с}. \end{aligned} \quad (9.69)$$

Как показано в работе [294], регистрируя в пункте наблюдения:

- временную функцию $I_n(R, H_s, t, \lambda_1^H, \lambda_2^H)$ интенсивности неравновесного светового излучения в спектральном интервале $(\lambda_1^H \div \lambda_2^H)$;
- временную функцию $I_p(R, H_s, t, \lambda_1^P, \lambda_2^P)$ интенсивности равновесного излучения в n спектральных интервалах $(\lambda_1^{(j)P} \div \lambda_2^{(j)P})$, $j = 1, 2, \dots, n, n \geq 2$,

и используя алгоритм обработки зарегистрированных сигналов, изложенный в [294], можно оценить основные параметры высокоэнергетического источника — высоту, выделенную энергию, расстояние, тип источника (1, 2, 3, см. табл. 9.3 и 9.4).

Отметим основные особенности используемого алгоритма.

1. Для определения основных параметров атмосферного высокоэнергетического источника — типа i , выделенной энергии q , высоты H и расстояния R между точкой наблюдения и источником используется однотипная аппаратура, регистрирующая электромагнитное излучение в оптическом диапазоне. Под однотипной понимается аппаратура, в которой для регистрации используются одни и те же каналы, но со сменными фильтрами для близких спектральных интервалов излучения.
2. Алгоритм применим при регистрации как нерассеянного и рассеянного, так и только рассеянного светового излучения, т.е. возможно определение параметров загоризонтных источников при отсутствии прямой видимости.
3. Приемная аппаратура может находиться как на поверхности воды (земли), так и на самолетах, вертолетах и космических аппаратах.
4. Предложенный алгоритм наиболее эффективен для определения параметров атмосферных источников, расположенных на небольшой высоте (≤ 500 м) над поверхностью раздела двух сред.
5. Алгоритм мало зависит от неблагоприятных атмосферных условий, поскольку в качестве информативных параметров используется отношение подобных величин в близких спектральных интервалах.
6. Алгоритм основан на учете отличий функциональных зависимостей энергии, излучаемой в виде равновесного и неравновесного световых излучений, от высоты источника H_s . Для источников, находящихся на небольшой высоте над поверхностью воды или грунта, это различие обусловлено тем, что при малых временах размеры области свечения воздуха у источника неравновесного светового излучения превосходят размеры светящейся области у источника равновесного светового излучения. Поэтому влияние поверхности воды или грунта на параметры неравновесного светового излучения при малых временах будет проявляться в

большей степени, чем на параметры равновесного светового излучения.

Аналогичная ситуация возникает в случае высокоэнергетических источников, находящихся на высотах порядка нескольких десятков километров над поверхностью Земли. Различие функциональных зависимостей энергии, излучаемой в виде равновесного и неравновесного световых излучений, от высоты H в этом случае обусловлено тем, что для таких высот будет проявляться зависимость от высоты эффективности высвечивания η_{λ} , определяемой соотношением (9.10). Это обстоятельство позволяет полагать, что алгоритм, после соответствующей корректировки, может быть использован и для источников, расположенных на высотах порядка нескольких десятков километров над поверхностью Земли.

Литература

- [1] Физика ядерного взрыва. Т. 1. Развитие взрыва. М.: Физматлит. 2009. 832 с.
- [2] Физика ядерного взрыва. Т. 2. Действие взрыва. М.: Физматлит. 2010. 620 с.
- [3] Рожденная атомным веком / Сб. исторических очерков, документов и воспоминаний ветеранов к 40-летию создания в СССР Службы специального контроля Министерства обороны. В трех частях. Под ред. А.П. Васильева. М.: 2002.
- [4] Космическое оружие: дилемма безопасности / под ред. Е.П. Велихова, Р.З. Сагдеева, А.А. Кокошина. М.: Мир. 1986.
- [5] Авария на АЭС Фукусима I. <http://ru.wikipedia.org/wiki/>
- [6] Зельдович Б.Я., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 686 с.
- [7] Геомагнитные возмущения от импульсных источников / Монография под ред. Т.А. Семенович и В.Ф. Федорова. М.: НИЯУ «МИФИ». 2010. 420 с.
- [8] Быстров Р.П., Выставкин А.Н., Голант М.Б. и др. Миллиметровые и субмиллиметровые радиоволны: вакуумные приборы, газовая и лучеводная спектроскопия, элементы и устройства сверхпроводниковой электроники // Зарубежная радиоэлектроника. N 11. 1997. С. 3–31.
- [9] Пирогов Ю.А. Микроволновые системы телекоммуникаций // Вестник МГУ. Физ., астр. Т. 35. В. 4. 1994. с. 92–100.
- [10] Ньюку Э.Дж. Пассивное дистанционное зондирование Земли из космоса в СВЧ-диапазоне / ТИИЭР, 1982, т. 70, N 7, с. 49–75.
- [11] Кронберг П. Дистанционное изучение Земли. М.: 1988. 343 с.
- [12] Кононов Е.Н., Решетняк С.А., Шелепин Л.А., Щеглов В.А. Применение радиолокационных средств для дистанционного контроля радиационной обстановки // Письма в ЖТФ. Т. 22. В. 17. 1996. С. 86–90.
- [13] Струков И.А., Троицкий А.В. Обнаружение радиолинии двуокиси серы $\nu = 131$ Ггц в нижней тропосфере // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т. 40. N 6. 1997. С. 704–711.
- [14] Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г., Федосеев Л.И. Микроволновое радиометрическое зондирование верхней атмосферы над Нижним Новгородом // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т. 41. N 11. 1998. С. 1405–1423.
- [15] Маркина Н.Н. К интерпретации теплового радиоизлучения атмосферы вблизи резонансов сернистого ангидрида // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т.40. N 5. 1996. С. 633–637.
- [16] Китай Ш.Д. Особенности лимбового зондирования малых газовых составляющих атмосферы в различных линиях микроволнового диапазона // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т. 42. N 3. 1999. С. 235–239.
- [17] Федоров В.Ф. Микроволновое излучение, возбуждаемое в воздухе высокоэнергетичными нестационарными источниками. Сб. «Физические принципы определения параметров состояния атмосферы и океана». N 0186.0076148. М.: МИФИ. 1991. С. 17–32.
- [18] Федоров В.Ф. ЭМИ в микроволновом диапазоне, возбуждаемый асимметричным нестационарным источником гамма-излучения // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т. 34. N 10, 11, 12. 1991. С. 1116–1119.
- [19] Федоров В.Ф., Соколов В.Б. Микроволновое излучение высотных взрывов. М.: Препринт МИФИ, 004-96. 1996. 28 с.
- [20] Федоров В.Ф., Семенова Т.А. О решении уравнения переноса микроволнового излучения воздушной плазмы, образованной источником гамма-излучения // Научная сессия МИФИ-1998. Сб. науч. тр. Ч. 2. М.: МИФИ. 1998. С. 114–116.
- [21] Семенова Т.А., Федоров В.Ф. О микроволновом методе диагностики воздушной плазмы, образованной источником ионизирующего излучения. // Мат. конф. по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-98 «Плазма, XX в.» Петрозаводск, 22–27 июня 1998. С. 50–52.
- [22] Федоров В.Ф. Определение параметров возвратного удара молнии по характеристикам регистрируемого электромагнитного импульса // Тез. докл. Межведомств. семинара «Распространение километровых и более длинных радиоволн», С.-Петербург, 27–29 мая 1992.

- [23] Федоров В.Ф., Фролов Ю.А., Шшиков П.О. Миллиметровое электромагнитное излучение молниевоего разряда // Научная сессия МИФИ-1998. Сб. науч. тр. Ч. 2. М.: МИФИ. 1998. С. 116—118.
- [24] Соколов В.Б., Федоров В.Ф., Фролов Ю.А., Шшиков П.О. Исследование импульсных источников СВЧ-излучений радиометрическим методом // Мат. XVII конференции по распространению радиоволн, Ульяновск. 1993.
- [25] Горбачев Л.П., Соколов В.Б., Федоров В.Ф. и др. Исследование импульсных микроволновых излучений радиометрическим методом. М.: Препринт МИФИ, 014-93, 1993. 16 с.
- [26] Федоров В.Ф., Фролов Ю.А., Шшиков П.О., Соколов В.Б. О микроволновом излучении взрывающихся проволочек // Письма в ЖТФ. N 24. 1993.
- [27] Altyntsev A.T., Grechnev V.V., Hamaoka Y. On the microwave spike emission of the September 6, 1992 flare // Sol. Phys. T. 178. N 1. 1998. P. 137—151.
- [28] Мельников В.Ф., Магун А. Динамика энергичных электронов во вспышечной петле и уплощение частотного спектра мм-излучения солнечных вспышек // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т. 39. N 11—12. 1996. С. 1456—1465.
- [29] Зайцев В.В., Степанов А.В., Урно С., Похъялайнен С. Диагностика электрических токов в корональных магнитных полях // Астр. ж. Т. 75. N 3. 1998. С. 455—466.
- [30] Melnikov V.F., Magun A. Spectral flattening during solar radio bursts at cm-mm wavelengths and the dynamics of energetic electrons in a flare loop // Sol. Phys. V.178. N 1. 1998. P. 153—171.
- [31] Zhang J., Lemen J.R. Spatial structure of Solar coronal magnetic loops revealed by transient microwave brightenings // Sol. Phys. V. 180. N 1—2. 1998. P. 285—298.
- [32] Нестеров Н.С., Мусеев И.Г., Степанов А.А. О связи миллиметрового и мягкого рентгеновского излучения солнечных вспышек // Письма в Астр. ж. Т. 24. N 10. 1998. С. 785—790.
- [33] Silva A.V.R., Gary D.E. First images of impulsive millimeter emission and spectral analysis of the 1994 august 18 solar flare // Sol. Phys. V. 175. 1997. P. 157—173.
- [34] Вовченко В.И., Федоров В.Ф., Фролов Ю.А., Шшиков П.О. О возможности диагностики лазерной плазмы по регистрации микроволнового излучения // Мат. конф. по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-98 "Плазма, XX в." Петрозаводск, 22—27 июня 1998. С. 45—47.
- [35] Федоров В.Ф. Определение параметров лазерной плазмы по характеристикам микроволнового излучения // Тез. докл. III Межреспуб. сем. "Физика быстротекучих плазменных процессов". Гродно. 1992. С. 3.
- [36] Федоров В.Ф., Левагина Л.В. Нагрев воздушной плазмы, образованной источником длиннопребного излучения // Тез. докл. V конф. "Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой". Ташкент. 1989. С. 179.
- [37] Федоров В.Ф. Микроволновое излучение воздушной плазмы, образованной источником длиннопребного излучения. М.: Препринт МИФИ. 038-90. 1990. 20 с.
- [38] Федоров В.Ф. Микроволновое излучение воздушной плазмы, образованной источником длиннопребного излучения // Тез. докл. V конф. "Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой". Ташкент. 1989. С. 166.
- [39] Федоров В.Ф. Микроволновое излучение тепловой и ударной волн // Забобахинские научные чтения. Тез. докл. Челябинск-70. 1991. С. 140.
- [40] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 440 с.
- [41] Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука. 1985. 400 с.
- [42] Черный Г.Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
- [43] Бонд Д., Уотсон К., Уэлч Д. Физическая теория газовой динамики. М.: Мир, 1968. 556 с.
- [44] Glasstone S., ed. The effects of nuclear weapons. Rev. ed., U.S. Dept. Defense, USAEC, April 1962. Русский перевод с американского издания 1957 г.: *Гласстоун С. (ред.)*. Действие ядерного оружия. М.: Воениздат. 1960. And / Compiled and edited by S.Glasstone P. J. Dolan. Third Edition. United States Department of Defense and the Energy Research and Development Administration. Washlnton. D.C., 1977.

- [45] Brode H.L. Review of nuclear weapons effects // Annual Review of Nuclear Science, v. 18, 1968. Русский перевод: Брод Г.Л. Действие ядерного взрыва. Сб. "Действие ядерного взрыва" под ред. С.С. Григоряна и Г.С. Шапира. М.: Мир, 1971. С. 9—88.
- [46] Brode H.L. Gas dynamic motion with radiation: a general numerical method // Astronautica Acta, 14, 1969, p. 433—444. Русский перевод: Брод Г.Л. Динамика газа с излучением: общий численный метод. Сб. Механика. М.: Мир, 1971, с. 89—120.
- [47] Энстром Д., Брод Г. Распространение ударных волн в экспоненциальных атмосферах. Сб. Механика. М.: Мир, 1974. С. 260—270.
- [48] Брод Г.Л. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976. 272 с.
- [49] Брод Г.Л. Точечный взрыв в воздухе // Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976. С. 7—70.
- [50] Брод Г.Л. Пространственные распределения давления, плотности и массовой скорости в ударной волне при точечном взрыве в воздухе // Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976. С. 71—95.
- [51] Брод Г.Л. Воздушная ударная волна при расширении сферы горячего воздуха с высоким давлением // Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976. С. 96—159.
- [52] Brode H.L., Bjork R.L. Cratering from a megaton surface burst, RAND Corp., RM-2600, June 1960. Русский перевод: Брод Г.Л., Бьорк Р.Л. Образование воронки при мегатонном контактном взрыве. Сб. "Действие ядерного взрыва" под ред. С.С. Григоряна и Г.С. Шапира. М.: Мир, 1971. С. 121—162.
- [53] Купер Г.Ф., Брод Г.Л., Лей Дж. Дж. Некоторые основные аспекты действия ядерного оружия. Расчеты взрывов на ЭВМ. Подземные взрывы. М.: Мир. 1975. С. 104—134.
- [54] Докучаев М.М., Родионов В.Н., Ромашов А.Н. Взрыв на выброс. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 104 с.
- [55] Адучкин А.А., Спивак В.В. Подземные взрывы. М.: Наука. 2007. 579 с.
- [56] Белов С.В., Горбачев Л.П., Левашина Л.В., Федоров В.Ф. О генерации электромагнитных сигналов при заглубленных взрывах / Теоретические вопросы физики взрыва. М.: Энергоатомиздат. 1985. С. 73—79.
- [57] Немчинов И.В. Некоторые нестационарные задачи переноса тепла излучением // ПМТФ, 1960, N 1, с. 36.
- [58] Федорович Г.В. Модель Компанейца для тепловой волны // ПМТФ, 1974, N1. с. 163
- [59] Андрианкин Э.И. Распространение неавтономной тепловой волны // ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 2.
- [60] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О влиянии ударной волны на распространение тепловой // ПМТФ, 1975, N3. С. 37—41.
- [61] Лейпунский О.И. Гамма-излучение атомного взрыва. М.: Атомиздат. 1959.
- [62] Potraning G.C. Early time air fire ball model for near surface energy release // Nucl. Sc Eng., 1974, v. 53, N 2, pp. 220—225.
- [63] Ямпольский П.А. Нейтроны атомного взрыва. М.: Атомиздат, 1961.
- [64] Жидов Н.Г., Рогачев В.Г. Автомодельное движение газа, разогретого точечным изотропным источником монохроматического излучения // ПМТФ, 1976, N 4. С.
- [65] Удар, взрыв и разрушение. Сб. Механика. М.: Мир, 1981. 239 с.
- [66] Григорян С.С., Евтерев Л.С. О действии сильного взрыва на поверхность скального полупространства // ДАН СССР. 1975. Т. 222, N 3.
- [67] Шуршалов Л.В. О расчете ударной волны, распространяющейся в неоднородной атмосфере // ДАН СССР. 1976. Т. 230, N 4.
- [68] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О влиянии выделившейся при взрыве массы на распространение тепловой волны // ПМТФ, 1978, N 1, с. 52.
- [69] Федоров В.Ф. О гомотермической ударной волне, вызванной действием мгновенного монохроматического излучения // ПМТФ. N 2. 1979. С. 175—178.
- [70] Федоров В.Ф. О гомотермическом движении газа вблизи плотной среды // Прикладная механика и техническая физика, 1987, N 1, с. 73.

- [71] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О распространении гомотермической ударной волны в атмосфере вблизи плотной среды. Там же, 1988, N 1, с. 70.
- [72] Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974. 412 с.
- [73] Уизем Д. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 638 с.
- [74] Павлов В.А. Распространение сильной сферической ударной волны в атмосфере // Изв. АН СССР, ФАО, 1986, т. 22, N 10, с. 1106—1109.
- [75] Кудряшов Н.А., Кучеренко С.С., Побережный А.И. Численное решение задачи о распространении цилиндрической ударной волны в магнитном поле // ПМТФ, 1986, N 6, с. 102—107.
- [76] Операция "Аргус". Сб. статей. М.: Атомиздат, 1960. 116 с.
- [77] Горбачев Л.П., Савченко Ю.Н. Генерация магнитозвукового сигнала импульсом акустических волн в анизотропно проводящей среде // Магнитная гидродинамика, 1973, N 1, с. 85—89.
- [78] Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Федорович Г.В. Ионизационно-рекомбинационные процессы в воздухе в потоке ионизирующего излучения. Сб. Вопросы метрологии ионизирующих излучений / Научные труды ВНИИОФИ. М.: Атомиздат. 1975. С. 176—182.
- [79] Смирнов Б.М. Комплексные ионы. М.: Наука. 1983. 150 с.
- [80] Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение. 1965. 463 с.
- [81] Оптические свойства горячего воздуха / под ред. Бибермана Л.М. М.: Наука. 1970. 320 с.
- [82] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука. 1982. 376 с.
- [83] Гальбурт В.А., Иванов М.Ф., Рябов О.А. О расчете ионизации и моделировании высокотемпературных гидродинамических явлений // Ж. Выч. Мат. и мат. физ., 1986, т. 28, N 8, с. 1267—1270.
- [84] Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Сб. науч. тр. Акад. наук УССР. Киев: Наукова Думка. 1983. 303 с.
- [85] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967. 684 с.
- [86] Н.А. Есепкина, Д.В. Корольков, Ю.Н. Парийский. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука. 1973. 416 с.
- [87] Гиппиус А.А., Павлова Л.С., Поляков В.М. Диагностика низкотемпературной плазмы по спектрам ее собственного излучения в СВЧ и субмиллиметровом диапазонах. М.: Энергоиздат. 1981. 134 с.
- [88] Хилд Л., Уортон Ч. Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат. 1968. 392 с.
- [89] Гаврилова Н.Д., Данилычева М.Н., Новик В.К. Пирозлектричество. М.: Знание, 1989, 66 с.
- [90] Бекефи В. Радиационные процессы в плазме. М.: Мир. 1971. 438 с.
- [91] Цейтлин Н.М. Применение методов радиоастрономии в антенной технике. М.: Сов. радио, 1976. 212 с.
- [92] Щелкунов С.А., Фрикс Г.Т. Антенны. М.: Сов. радио. 1955.
- [93] Айзенберг Г.Э. Антенны ультракоротких волн. М. Связьиздат. 1957. 700 с.
- [94] Железняков В.В. Излучение в астрофизической плазме. М.: "Янус-К", 1997. 528 с.
- [95] Физика микроволн. Нижний Новгород: ИПФ РАН. 1999. Т. 1. 191 с. Т. 2. С. 193—411.
- [96] Меньшиков Л.И. Сверхизлучение и некоторые родственные явления // УФН. Т. 169. N 2. 1999. С. 113—154.
- [97] Шпак В.Г., Яландин М.И., Шунайлов С.А. и др. Новый источник ультракоротких микроволновых импульсов, основанный на эффекте сверхизлучения субнапосекундных электронных сгустков // ДАН. Т.365. N 1. 1999. С. 50—53.
- [98] Корниченко В.Н., Черепнин В.А. Сверхизлучение циклотронных осцилляторов в электродинамической структуре // Изв. РАН. Серия физ. Т. 61. N 12. 1997. С. 2317—2322.

- [99] Арсенин Б.Я., Горбунов В.Я., Думова А.А. и др. О расчете электромагнитных полей от нестационарного источника гамма-квантов в самосогласованной модели // Журнал вычислительной математики и математической физики, 1982. Т. 22. N 2. С. 390–400.
- [100] Sandmeier H.A., Dupree S.A., Hansen G.E. Electromagnetic pulse and time-dependent escape of neutrons and gamma rays from a nuclear explosion // Nucl. Sci. and Eng., 1972. V. 48. N 3. P. 343–352.
- [101] Медведев Ю.А., Метелкин Е.В. Электромагнитные поля, возбуждаемые нейтронами в воздухе // ПМТФ, 1979. N 6. С. 38–40.
- [102] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О возмущении слабого электромагнитного поля скачком уплотнения, возникающим на фронте тепловой волны // Магнитная гидродинамика, 1978. N 3. С. 38–40.
- [103] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О возмущении слабого магнитного поля скачком уплотнения, распространяющимся в нагретой мгновенным излучением среде // Магнитная гидродинамика, 1982. N 1. С. 51–53.
- [104] Федоров В. Ф., Фролов Ю. А., Шихов П. О. Миллиметровое электромагнитное излучение возвратного удара молнии // ПМТФ, 2001. Т. 42. N 3, с. 9–14.
- [105] Горбачев Л. П., Федоров В.Ф. Об электромагнитном излучении возвратного удара молнии // Геомагнетизм и аэрномия. 1977. Т. 17. С. 954–956.
- [106] Lin Y.T., Uman N.A., Standler R.B. Lightning Return Stroke Models // J. Geoph. Res., 1980. V. 85, C3, p. 1571–1583.
- [107] Юман М. Молния. М.: Мир, 1972. 328 с.
- [108] Uman M.A., Seacord D.F., Price G.H. and Pierce E.T. Lightning induced by Thermonuclear detonations // J. Geophys Res. V. 77, N 9, March 20, 1972, p. 1591–1596. Русск. перевод: М. Уман, Д. Сихорд, Дж. Прайс, Е. Пайерс. Молния, индуцируемая термоядерными взрывами. Сб. Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей. М.: Воениздат, 1974. С. 3–10.
- [109] Thomson E.M. The dependence of lightning return stroke characteristics on latitude // J. Geophys. Res., 1980. V. 85. C2. P. 1050–1056.
- [110] Vecchi G., Labate D., Canavero F. Fractal approach to lightning radiation on a tortuous channel // Radio Sci., 1994. V. 29, N 4. P. 691–704.
- [111] Fyodorov V.F., Frolov Yu. A., Shishkov P.O. Microwave radiation of lightning discharge // Proc. of the Intern. symp. of EMC, Rome, Italy, Sept. 14–18, 1998. Rome: Artigiana Multistampa, 1998. P. 120–122.
- [112] Jones D.L. Electromagnetic radiation from multiple return strokes of lightning // J. Atmos. Terr. Phys., 1970. V. 32. P. 1077–1093.
- [113] Иванов В.И., Кононов И.И. Влияние отдельных мод на формирование атмосферы в ближней зоне // Геомагнетизм и аэрномия, 1975, т. 15, с. 677.
- [114] Кононов И. И., Семикрас Ю. В. Электромагнитное излучение молниевых разрядов / Труды Глав. Геофиз. Обсерв., 1975, в. 358, с. 48–60.
- [115] Rakov V.A., Uman M.A. Lightning: Physics and Effects / Cambridge University Press, 2003. 687 p.
- [116] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Когерентное и некогерентное микроволновое излучение двойного воздушного взрыва // Инж. физика, 2006. N 2, с. 15–20.
- [117] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О генерации электромагнитного поля при взаимодействии взрывов. Сб. Теоретические вопросы физики взрыва. М.: Энергоатомиздат, 1983.
- [118] Kotov Yu.B., Semenova T.A., Fedorov V.F. Microwave radiation caused by double gamma-source / 6th International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology. The proceeding. June 21–24, 2005. СПб.: СПбГЭТУ «ЛЭТИ». Pp. 262–265.
- [119] Вагин Ю.П., Мозгов К.С., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Генерация когерентного сверхвысокочастотного излучения мощными атмосферными источниками // Электромагнитные волны и электронные системы. N 3, т. 16, 2011. С. 81–87.
- [120] Качурин Л.Г., Дивиденский Л.И., Иванов Б.Д. и др. Активно-пассивная радиолокация грозových очагов // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24, N 6, С. 601–612.

- [121] Степаненко В.Д., Гальперин С.М. Радиотехнические методы исследования гроз. Л.: Гидрометеозидат, 1983, 204 с.
- [122] Безус В.А., Белобрагина Е.В., Взоров Н.Н. и др. Изучение нестационарных высокоэнергетических процессов, протекающих в атмосфере и океане Земли // Итоговый отчет. М.: МИФИ, 1985.-N гос. регистр. 80056465 0286.0 045402.
- [123] Арсенин В.Я. и др. Об электромагнитном излучении от нестационарного источника гамма-квантов на поверхности с конечной проводимостью // Вычисл. матем. и матем. физика, 1981, т. 21, N 2, с. 423.
- [124] Исаков А.И., Казарновский М.В., Медведев Ю.А. и др. Нестационарное замедление нейтронов. Основные закономерности и некоторые приложения. М.: Наука. 1984. 264 с.
- [125] Price G.N. The electromagnetic pulse from nuclear detonations // Rev. of Geophys. Sp. Res. V. 12, N 3, 1974, p. 389–400.
- [126] Жемерев А.В., Степанов Е.М. Поле гамма-излучения от источника нейтронов в воздухе. М.: Энергоатомиздат. 1987. 224 с.
- [127] Колпаченко А.С. Радиоизлучение атомного взрыва // ЖЭТФ, 1958, т.35, N 6 (12), с. 1538–1544.
- [128] Gîlinsky V. Komponcets model for radio cmisson from a nuclear explosion// Phys. Rev. 1965. V. 137. N 1A. P. 50–55.
- [129] Gîlinsky V., Peebles G. The development of a radio signals from a nuclear explosion in the atmosphere // J. Geoph. Res. Space Physics, January 1968. V. 73. N 1, p. 405.
- [130] Виленская Г.Г., Ищенко В.С., Медведев Ю.А. и др. Электромагнитное поле, возбуждаемое в воздухе нестационарным источником гамма-излучения // ПМТФ. 1975. N 3. С. 18.
- [131] Вагин Ю.П., Сталь Н.Л., Хохлов В.Д., Черноярский А.А. Электрофизические и оптикофизические свойства воздуха, ионизированного коротким импульсом быстрых электронов // Радиофизика, 1987, 30, N 6, с. 720–728.
- [132] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. Лабораторная работа. “Электродинамические явления молниевого разряда”. Модельный эксперимент / Учебное пособие. М.: МИФИ, 1990. 16 с.
- [133] Корн Г. и Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1973. 832 с.
- [134] Астапенков В.А., Буймистров В.М., Кротов Ю.А. и др. Поляризованное тормозное излучение в частично ионизированной плазме // Физика плазмы, 1989, т. 15, в.2. С. 202–209.
- [135] Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 361 с.
- [136] Амуся М.Я. Тормозное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1990. 203 с.
- [137] Kotov Yu. B., Popov V.D, Semenova T.A., Fedorov V. F. Millimeter Wave Spectral Line Radiation from a Powerful Explosion // Plasma Physics Reports, 2012, Vol. 38, N 1, pp. 67–70.
- [138] Kotov Yu. B., Popov V.D, Semenova T.A., Fedorov V.F. Microwave Radiation Generated by a High Power Air Explosion // Russian Journal of Physical Chemistry B, 2012, Vol. 6, N 1, pp. 109–111.
- [139] Федоров В.Ф., Семенова Т.А. Микроволновое тормозное излучение на поверхности Земли от космического источника гамма-излучения // Инж. физика, 2000. N 4, с. 80–83.
- [140] Федоров В.Ф., Семенова Т. А. Генерация микроволнового излучения ударным фронтом мощного атмосферного взрыва // Инженерная физика, 2003. N 4. С. 36–38.
- [141] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О распространении тепловой волны в газе, нагретом мгновенным монокролическим источником // ПМТФ, 1981, N 1, с. 95.
- [142] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О возмущении слабого магнитного поля при распространении тепловой и ударной волн в неоднородной атмосфере // Магнитная гидродинамика, 1983. N 3. С. 64.
- [143] Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. О распространении магнитогидродинамической ударной волны в неоднородной атмосфере // Магнитная гидродинамика, 1988, N 4, с. 126.

- [144] *Clapp R.E.* Diskussion of Paper by V. Gilinsky and G. Peebles // *J. Geoph. Res. Space Physics*, 1968. V. 73. N 19, p. 6395.
- [145] *Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Федорович Г.В.* Физика радиационного возбуждения электромагнитных полей. М.: Атомиздат, 1980.
- [146] *Гупон Ю.В., Медведев Ю.А.* Об электромагнитном поле, возникающем при ионизации воздуха точечным источником гамма-излучения в электрическом поле Земли // *Радиофизика*, 1969, т. 12, N 10, с. 1573.
- [147] *Виленская Г.Г., Медведев Ю.А., Федорович Г.В., Степанов Б.М.* Возмущение магнитного поля нестационарным источником гамма-квантов // *ПМТФ*, 1975, N 2. с. 141.
- [148] *Иванов М.Ф., Соловьев А.А., Терехин В.А.* Самосогласованная задача об электрических полях, создаваемых в воздухе импульсом гамма-квантов // *ПМТФ*, 1975, N 4.
- [149] *Latter R., Herbst R.F., Watson K.M.* Detection of nuclear explosions // *Ann. Rev. of Nucl. Sc.*, 1961. 11, p. 371.
- [150] *Иванов В.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Федорович Г.В.* К вопросу о природе сигнала электромагнитного импульса // *ПМТФ*, 1977, N 1.
- [151] *Лейпунский О.И.* Возможные магнитные эффекты высотных взрывов атомных бомб // *ЖЭТФ*, 1960, 38, с. 302.
- [152] *Karzas W.J., Latter R.* The electromagnetic signal due to the interaction of nuclear explosion with Earth's magnetic field // *J. Geoph. Res.* 1962. V. 67. N 12, pp. 4635–4640; / русск. перевод: *Карзас У., Лэттер Р.* Электромагнитный сигнал, возникающий при взаимодействии ядерных взрывов с магнитным полем Земли. Сб. "Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей". М.: Воениздат, 1974. С. 50–60.
- [153] *Holman G.D.* High spatial resolution of microwave observations / *NASA Conf. Publ.*, 1986, N 2442, p. 297.
- [154] *Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я.* Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры. Справочник. М.: Высшая школа, 1990. 164 с.
- [155] *Таунс Ч., Шавлов А.* Радиоспектроскопия. М.: ИЛ, 1959. 756 с.
- [156] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Структура микроволнового импульса, генерируемого сильным воздушным взрывом // *Инженерная физика*, 2007. N 2. С. 14–18.
- [157] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Микроволновый импульс стратосферного взрыва // *Атомная энергия*, 2008, т. 105, вып. 3, с. 156–160.
- [158] *Laaksonen J., Jauho P., Kalli H.* Neutron transport during a nuclear air burst, derived by Monte-Carlo calculations // *Acta Polytechnica Scandinavica. Physics including nucleonics series.* Helsinki, 1973, N 94.
- [159] *Straker E.A.* The effect of the ground on the steady state and time dependent transport of neutrons and secondary gamma rays in the atmosphere // *Nucl. Sc. and Eng.*, 1971. V. 46. N 3, p. 334.
- [160] *Климанов В.А., Коновалов С.А., Кочанов В.А. и др.* Распространение ионизирующих излучений в воздухе. М.: Атомиздат, 1979. 216 с.
- [161] *Качинос В.Н., Медведев Ю.А., Морозов Н.Н. и др.* Исследование неравновесной проводимости воздуха, ионизованного пучком быстрых электронов // *Радиофизика*, 1975, т. 18, N 8, с. 1088.
- [162] *Адушкин В.В., Немчинов И.В.* Приближенное определение параметров газа за фронтом ударной волны по закону движения фронта // *ПМТФ*, 1963, N 4, с. 58–67.
- [163] *White J.W.* A new form of artificial viscosity // *J. of Comp. Phys*, 1973, N 11, pp. 573–590.
- [164] *Красюк Н.П., Дымович Н.Д.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Высш. школа, 1974. 536 с.
- [165] *Соколов В.Б., Федоров В.Ф., Фролов Ю.А. и др.* Радиометр для регистрации импульсных микроволновых излучений. Мат. конф. Физика и техника плазмы. Минск. БАН. 1994. С. 471.
- [166] Возмущения магнитного поля Земли и земных токов при высотных ядерных взрывах / Обзор по данному открытой зарубежной печати. М. Атомиздат, 1966. 58 с.
- [167] *Левин М.Л., Рытов С.М.* Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука. 1967. 308 с.

- [168] *Смирнов Б.М.* Физика слабоионизованного газа. М.: Наука. 1985. 424 с.
- [169] *Зельдович Я.Б.* Ударные волны большой амплитуды в воздухе // ЖЭТФ, 1957, т. 32, в. 5, с. 1126.
- [170] *Райзер Ю.П.* О структуре фронта сильных ударных волн в газах // ЖЭТФ, 1957, т. 32, в. 6, с. 1528–1535.
- [171] *Zablocki C.J.* Electrical transient observed during underground nuclear explosions // J. Geophys. Res., 1966. V. 71, N 14 pp. 3523–3542; русск. перевод: *Заблоцкий К.* Электромагнитные возмущения при подземных ядерных взрывах. Сб. "Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей". М.: Воениздат, 1974. С. 100–129.
- [172] *Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Микроволновое излучение контактного взрыва // Атомная энергия. 2011. Т. 110. Вып. 2. С. 113–116.
- [173] *Morrison D.* Defending the Earth Against Asteroids: The Case for a Global Response / Proc. of the Near-Object Interception Workshop, Los Alamos, 1993, pp. 87–103.
- [174] *Шумилов О.И., Касаткина Е.А., Терещенко Е.Д. и др.* Регистрация инфразвука от Витимского болида 24 сентября 2002 г. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 2. С. 121–123.
- [175] *Божов А.* Использование миллиметрового диапазона в авиационных радиоэлектронных системах // Зарубежное военное обозрение. 1985. N 9. С. 46.
- [176] *Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Микроволновое излучение воздушного взрыва // Инж. физика, 2005. N 1. С. 43–44.
- [177] *Арсенин В.Я., Самарский А.А.* О численном решении уравнений газодинамики с различными вязкостями / Журн. Выч. мат. и Мат. Физ. т. 1, N 2, 1961. С. 357–360.
- [178] *Арсенин В.Я., Васильков Г.Д.* О разностных схемах для дифференциальных уравнений с диссипативными членами / ИПМ Препринт N 17, 1981.
- [179] *Арсенин В.Я., Тихонов А.Н., Коробочкин А.Е., Пергамент А.Х., Митрофанов В.Б.* Вычислительный эксперимент при решении обратных задач диагностики плазмы. Изд. "Наука". Пакеты прикладн. прогр. Вычисл. эксперимент. М. 1983.
- [180] *Попов Ю.П., Самарский А.А.* О методах численного решения одномерных нестационарных задач газовой динамики // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 16:6 (1976), 1503–1518.
- [181] *Завьялова Н.А.* Неявная разностная схема с расщеплением по электронному и ионному давлениям и ее приложение к моделированию динамики высокотемпературной плазмы / Автореферат канд. дисс. М.: МФТИ, 2011, 24 с.
- [182] *Вишиков В.А., Дудникова Г.И., Захаров Ю.П., Орлич А.М.* Генерация плазменных возмущений при бесстолкновительном взаимодействии сверхальфвеновских потоков / Новосибирск: Препринт ИТПМ СО АН СССР, 20–87, 1987.
- [183] *Антонов В.М., Башурин В.П., Голубев А.И. и др.* Лабораторное и численное моделирование нестационарных процессов в космической плазме / В кн. "Физика космической и лабораторной плазмы" / Под ред. А.Г. Пономаренко. Новосибирск.: Наука, СО, 1989. С. 4–18.
- [184] *Вишиков В.А., Дудникова Г.И., Захаров Ю.П., Орлич А.М., Пономаренко А.Г.* Исследование процессов бесстолкновительного взаимодействия облака плазмы с замагниченным фоном при больших числах Альфвега-Маха / Ibid. С. 54–65.
- [185] *Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А.* Поведение высокоэнергетичного плазменного сгустка в верхней ионосфере. Часть 1. Начальная стадия разлёта и торможения плазменного сгустка // Матем. моделирование, 2004, т. 16, N 7. С. 43–58.
- [186] *Холодов А.С., Холодов Я.А., Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю.* Численное исследование поведения высокоэнергетичного плазменного сгустка в верхней ионосфере. Часть 2. Разработка трёхмерной модели // Матем. моделирование, 2004, т. 16, N 8. С. 3–23.
- [187] *Vasiliev M.O., Kholodov A.S., Kholodov Y.A., Repin A.J., Stupitsky E.L.* Numerical researches of formation of jet stream of plasma in large-scale geophysical experiment / 31st EPS Conference on Plasma Phys. London, 28 June–2 July 2004 ECA Vol.28G, P-1.070 (2004).
- [188] *Лавриненко Н.Е., Репин А.Ю., Ступицкий Е.Л., Холодов А.С.* Особенности поведения плазменной области, образуемой взрывом в верхней атмосфере на высотах 100–120 км / Матем. моделирование, 2007, т. 19, N 5. С. 59–71.

- [189] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Пакет программ "OPTHICK" для расчета параметров воздушной плазмы, образованной источником ионизирующих излучений. М.: Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, N 73. 1999. 24 с.
- [190] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Модернизированный пакет программ "BRIGHT" для расчета параметров воздушной плазмы, образованной источником ионизирующих излучений. М.: Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, N 15. 2004. 30 с.
- [191] Светцов В.В. Взрывы в нижней и средней атмосфере - сферически симметричная стадия // Физика горения и взрыва, 1994. Т. 30. N 5. С. 129—142.
- [192] EMP Interaction: Principles, techniques and reference data. A handbook of technology from EMP interaction notes / Ed. by K.S.H. Lee. -Rev. print, Washington et al. Hemisphere corp. 1986. 744 p.
- [193] Longmire C.L. On the electromagnetic pulse produced by nuclear explosions // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 1978. V. EMC-20. N. 1. P. 3.
- [194] Jaaho P., Vuori S. Ionization of the atmosphere and attenuation of radar waves after a nuclear explosion // Acta Polytechnica Scandinavica. Physics including nuclearonics series. Helsinki, 1972. N 92. P. 6—27.
- [195] Филипович Б.И., Котов Ю.Б. Программа графической поддержки исследовательских работ (GRFM). Препринт. М. Институт проблем управления. 1997. 28 с.
- [196] Атмосфера стандартная. Параметры. ГОСТ 4401-81. М.: Изд. стандартов. 1981. 180 с.
- [197] Ланс Дж.Н. Численные методы для быстродействующих вычислительных машин. М.: ИЛ, 1962, 208 с.
- [198] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987. 592 с.
- [199] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз. 1959. 532 с.
- [200] Котов Ю.Б. Программа получения скользящих нормативов по набору реализаций процесса. М.: Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, N 27, 1993, 23 с.
- [201] Тюрин Ю.Н., Макаров А.А. Анализ данных на компьютере / Под ред. В.Э. Фигурнова. М.: ИНФРА-М, Финансы и статистика, 1995. 394 с.
- [202] Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера. 2005. 1072 с.
- [203] Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.; Энергоатомиздат, 1991. С. 1196.
- [204] Андрияшин И.А., Чернышев А.К., Юдин Ю.А. Укрощение ядра. Страницы истории ядерного оружия и ядерной инфраструктуры СССР. Саров; Саранск: тип. "Красный Октябрь". 2003. 411 с.
- [205] Lee J.W., White S.M., Kundu M.R., etc. Microwave mod coupling above active regions as a coronal density diagnostic // Sol. Phys. V. 180. N 1-2. 1998. P.193—211.
- [206] Lee J.W., Gary D.J., Hurford G.J. Microwave emission from a sunspot // Sol. Phys., 1993, V. 144. N 2. P. 349—360.
- [207] Daibog E.J., Melnikov V.F., Stolpovskii V.G. Solar energetic particle events from solar flares with weak impulsive phases of microwave emission // Sol. Phys., 1993, V. 144. N 2. P. 361—372.
- [208] Дерibas А.А., Исаков В.П., Крейчман Б.М. и др. Нансение твердосплавных покрытий электрическим взрывом проводников // ФГВ, 1982. N 2. С. 110—116.
- [209] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лутуновский В.Н. Электрический взрыв проводников. Обзор ОК-17/НИИЭФА им. Д.В. Ефремова. Л.: НИИЭФА, 1977, 186 с.
- [210] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990, 288 с.
- [211] Вдовин В.Ф., Зинченко И.И. Малошумящие приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т.41. N 11. 1998. С. 1424—1447.
- [212] Красильников А.А. Компенсационный спектрорадиометр 3-мм диапазона длин волн // Изв. ВУЗ'ов. Радиофизика. Т. 38. N 6. 1995. С. 608—614.

- [213] Быстров Р.П., Потапов А.А., Соколов А.В. и др. Проблемы распространения и применения миллиметровых волн в радиолокации // Зарубежная радиоэлектроника. N 1. 1997. С. 4–20.
- [214] Быстров Р.П., Самойлов С.И., Соколов А.В. и др. Применение миллиметровых волн в системах связи // Зарубежная радиоэлектроника. N 10. 1999. С. 60–71.
- [215] Горелик А.Б., Семенова Т.А., Соколов В.Б. и др. Радиометрическое исследование импульсного микроволнового излучения // Инж. физика, 2002. N 1. С. 2–10.
- [216] Горбачев Л.П., Новиков С.В., Соколов В.Б. и др. О микроволновом излучении в процессах электрического взрыва проводников // ПМТФ. Т. 36. N 1. 1995. С. 3–5.
- [217] Вовченко В.И., Пашинин П.П., Прохоров А.М. и др. Импульсное сжатие и нагрев газа в конических мишенях // Труды ИОФАН. М.: Наука. Т. 36. 1992. С. 5–82.
- [218] Федоров В.Ф. Радиотепловое излучение тепловой и ударной волн // Мат. VIII вс. конф. "Физика низкотемпературной плазмы", ч. 2. Минск. 1991. С. 148–150.
- [219] Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М. и др. Свечение воздуха, вызываемое гамма-излучением // Атомная энергия, 1973, т. 35, в.6, с. 438–439.
- [220] Взоров Н.Н., Горбачев Л.П., Федоров В.Ф. Оптический метод исследования характеристик воздушной плазмы, образованной источником ионизирующего излучения / Тез. докл. V конф. "Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой". Ташкент. 1989. С. 206.
- [221] Аббасов И.И., Болотовский Б.М., Давыдов В.А. Высокочастотная асимптотика спектра излучения движущихся заряженных частиц в классической электродинамике // УФН, 1986, т. 149, в. 4, с. 709–722.
- [222] Малама Ю.Г., Марченко В.С. Излучательные потери высокотемпературной плазмы произвольной оптической плотности // Физика плазмы, 1985, Т. 11, С. 1181–1192.
- [223] Горбачев Л.П., Взоров Н.Н., Левагина Л.В. и др. Электромагнитные эффекты взаимодействия космических гамма-всплесков с атмосферой Земли // Космич. исслед., 1994, в. 6, с. 172.
- [224] Ленчук С.И. Прямой метод расчета энергетического спектра радиосигнала, обусловленного поглощением в атмосфере нестационарного импульса гамма-излучения // Космич. исслед., 1995, т. 33, N 6, с. 617.
- [225] Карзас У., Лэттер Р. Электромагнитное излучение космического ядерного взрыва / Сб. Ядерный взрыв в космосе, на земле и под землей. М.: Воениздат, 1974. С. 31–49.
- [226] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. О микроволновом мониторинге воздушной плазмы, созданной источником ионизирующих излучений // Инж. физика, 2004. N 2. С. 31–35.
- [227] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Математическое моделирование воздушной плазмы, образованной источником ионизирующих излучений / 7-я международная конф. "Математика, компьютер, образование". Дубна, 24–29 января, 2000. Тез. докл. С. 175.
- [228] Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Микроволновый импульс, генерируемый при распространении гамма-излучения в атмосфере / Науч. сессия МИФИ-2001. Сб. научных трудов, т. 5, 2001, с. 157–158.
- [229] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Расчет характеристик микроволнового излучения, генерируемого при взаимодействии гамма-квантов с атмосферой / Математика. Образование. Экономика. Экология. Междисциплинарный сем. "Нелинейные модели в естественных и гуманитарных науках". Тез. докл. IX международной конф. г. Чебоксары 28 мая–2 июня 2001 г. С. 87.
- [230] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Расчет характеристик микроволнового излучения, генерируемого при взаимодействии гамма-квантов с атмосферой / Труды Российской ассоциации "Женщины-математики", г. Чебоксары. Т.9, вып.1. 2001. С. 78–81.
- [231] Федоров В.Ф., Семенова Т.А., Фролов Ю.А., Шихов П.О., Соколов В.Б. Миллиметровое электромагнитное излучение, генерируемое при распространении гамма-квантов в атмосфере / IY Международный симпозиум по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии ЭМС-2001 19–22 июня 2001 г. Сб. науч. докладов, СПб., 2001, с. 439–443.

- [232] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Расчет параметров воздушной плазмы для микроволнового мониторинга / *IV Международный симпозиум по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии ЭМС-2001* 19–22 июня 2001 г. Сб. науч. докладов, СПб., 2001, с. 404–408.
- [233] *Федоров В.Ф., Котов Ю.Б., Семенова Т.А.* Микроволновое излучение мощных взрывов в атмосфере / *VIII международная конф. "Нелинейный мир"*, Астрахань, 2003, с. 305.
- [234] *Федоров В.Ф., Котов Ю.Б., Семенова Т.А.* О связи параметров воздушной плазмы с характеристиками источника ионизирующих излучений при микроволновом мониторинге / *V Международный симпозиум по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии ЭМС-2003*, СПб, 16–19 сентября 2003 г. Сб. научных докл. СПб.: СпбГЭТУ "ЛЭТИ". 2003. С. 376–378.
- [235] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Микроволновое излучение воздушного взрыва / *Научная сессия МИФИ-2004*. Сб. науч. трудов. Т. 5. М.: МИФИ. 2004. С. 84–85.
- [236] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Микроволновое излучение двойного воздушного взрыва / *Научная сессия МИФИ-2005*. Сб. науч. трудов. Т. 5. М.: МИФИ. 2005. С. 144–145.
- [237] *Kotov Yu.B., Semenova T.A., Fedorov V.F.* Microwave radiation caused by double gamma-source / *6th International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Ecology. The proceeding. June 21–24, 2005*. СПб.: СпбГЭТУ "ЛЭТИ". 2005. Pp. 262–265.
- [238] *Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Когерентный микроволновый импульс двойного воздушного взрыва / *Науч. сессия МИФИ-2006*. Сб. науч. труд. Т. 5. М.: МИФИ. 2006. С. 76–78.
- [239] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* О космическом микроволновом мониторинге воздушных взрывов / *Науч. сессия МИФИ-2007*. Сб. науч. труд. Т. 5. М.: МИФИ 2007. С. 89–91.
- [240] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* О космическом микроволновом мониторинге воздушных взрывов / *Науч. сессия МИФИ-2007*. Сб. науч. труд. Т. 5. М.: МИФИ 2007. С. 89–91.
- [241] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* О возможности спутникового микроволнового мониторинга сильных воздушных взрывов / *IEEE 7-й Международный симпозиум по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии*. Труды симпозиума 26–29 июня 2007. СПб.: 2007. С. 336–338. Диск ISBN: 5-7629-0789-2.
- [242] *Fedorov V.F., Kotov Yu.B., Semenova T.A.* Software package for the estimate of the air plasma radiothermal radiation / *13 International Conference on the Methods Aerophysical Research February 5–10, 2007, Novosibirsk. Proceedings. Part III, P. 95–98.*
- [243] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Микроволновое излучение воздушной плазмы, созданной источником гамма-квантов / *Физика низкотемпературной плазмы ФНТП-2007. Материалы Всероссийской (с международ. участием) конф. 24–27 июня 2007. Петрозаводск. 2007. Т. 2. С. 175–180.*
- [244] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Микроволновый импульс воздушной плазмы, созданной длиннопребывающим излучением / *Научная сессия МИФИ-2008*. Сб. науч. труд. Т. 3. М.: МИФИ. 2008. С. 182–183.
- [245] *Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* О микроволновой диагностике воздушной плазмы, образованной источником гамма-излучения / *Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды. Материалы VI российского семинара. М.: МИФИ, 22–24 октября 2008. С. 100–102.*
- [246] *Fedorov V.F., Kotov Yu.B., Popov V.D., Semenova T.A.* Microwave radiation of Power Explosion in Lines within Air Windows / *II International Conference "Atmosphere, ionosphere, safety" (AIS-2010) June 21–27, 2010, Kaliningrad, 2010. p. 176–177. Russia.*
- [247] *Fedorov V.F., Kotov Yu.B., Semenova T.A.* Microwave Pulse Generation by Power Air Explosion / *II International Conference "Atmosphere, ionosphere, safety" (AIS-2010) June 21–27, 2010, Kaliningrad, p. 198–199. Russia.*
- [248] *Котов Ю.Б., Попов В.Д., Семенова Т.А., Федоров В.Ф.* Миллиметровое излучение мощного взрыва в спектральных линиях / *38-я Международная (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 14–18 февраля 2011. С. 189.*

- [249] Вагин Ю.П., Котов Ю.Б., Мозгов К.С., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Сверхвысокочастотное тормозное излучение взрывов, сопровождающихся выбросом гамма-квантов // Электромагнитные волны и электронные системы. N 3, т. 16, 2011. С. 75–80.
- [250] Котов Ю.Б., Попов В.Д., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Радиояркая температура сильных взрывов // Труды 9-го международного симпозиума по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии ЭМС-2011. 13–16 сентября 2011 г. С.-Петербург. С. 509–513.
- [251] Котов Ю.Б., Семенова Т.А., Федоров В.Ф. Компьютерное моделирование воздушной плазмы, образованной источником ионизирующих излучений / Научная сессия МИФИ-2000. Сб. научных трудов, т. 4, М.: МИФИ. 2000, с. 62–63.
- [252] Obayashi T. Upper atmospheric disturbances due to high-altitude nuclear explosion // *Planet. Space Sci.*, 1963. N 10. Pp. 47–63.
- [253] Pecker J. *Space Observatories*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1970. 120 pp.
- [254] Westervelt D.R., Hoerlin H. The Los-Alamos Air Fluorescence Detection System // *Proceeding of the IEEE*. Dec. 1965. V. 53. N 12. P. 2067–2072.
- [255] Westervelt D.R., Bennet E.W., Skumanich A.S. Air Fluorescence Excited by Gamma-rays and X-rays // *Proc. Forth International Conference on Ionization Phenomena in Gases*. V. 1. Amsterdam: North Holland Publ. Co., 1960. P. 225–229.
- [256] Dickinson H., Tamarkin P. Systems for the Detection and Identification of Nuclear Explosions in the Atmosphere and in Space // *Proceeding of the IEEE*. Dec. 1965. V. 53. N 12. P. 1921–1934.
- [257] Cunningham S.P., Murray B.C. Ground-Based Optical Detection of Deep Space Nuclear Detonations // *Proceeding of the IEEE*. Dec. 1965. V. 53. N 12. P. 2058–2066.
- [258] Donahue T.M. Detection of High-Altitude Explosions by Observation of Air Fluorescence // *Proceeding of the IEEE*. Dec. 1965. V. 53. N 12. P. 2072–2078.
- [259] Sheridan W.F., Oldenberg O., Carleton N.P. // In *Abstracts of the Second International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions*. Boulder, Colo. (Benjamin W.A., New York, 1961).
- [260] Stewart D.T. // *Proc. Phys. Soc. (London)*. 1956. N A69. P. 437.
- [261] Hayakawa S., Nishimura N. Measurement of the Excitation Cross Section of First Negative Band by Electron Impact // *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity (Japan)*. 1964. V. 16. N 1. P. 720–747.
- [262] Srivastava B.N., Mirza I.M. Absolute Cross Sections for Simultaneous Ionization and Excitation of by Electron Impact // *Physical Review*. 1968. V. 168. N 1. P. 86–92.
- [263] Davidson G., O'Neil R. // *American Science and Engineering, Inc. Report N AFCRL-67-0277*. Cambridge: Mass., 1968.
- [264] Holland R.F. // *LASL Report N LA-3783*. 1968.
- [265] McConkey J.W., Latimer L.D. // *Proc. Phys. Soc. (London)*. 1965. N 86. P. 463.
- [266] McConkey J.W., Woolsey J.M., Burns D.J. Absolute Cross Section for Electron Impact Excitation of 3914 Å // *Planetary and Space Science*. 1967. V. 15. P. 1332.
- [267] Hartman P.L. // *LASL Report N LA-3793*. 1968.
- [268] Hirsh M.N., Poss E., Eisner P.N. Absolute Fluorescence Yields of 3914-Å Photons from and Air Excited by Relativistic Electrons // *Physical Review A*. June 1970. V. 1. N 6. P. 1615–1626.
- [269] Khare S.P. Energy Spectrum of the Secondary Electrons and the Fluorescent Efficiency of Electrons in the 3914-Å Band // *Planetary and Space Science*. 1969. V. 17. P. 1257–1268.
- [270] Bennet R.G., Dalby F.W. Experimental Determination of the Oscillator Strength of the First Negative Bands of N_2^+ // *The Journal of Chemical Physics*. 1959. V. 31. N 2. P. 434–441.
- [271] Fink V.E., Welge K.H. Lebensdauer der Elektronenzustände $N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, $NH(A^3\Pi)$, $NH(C\Pi)$, $PH(^3\Pi)$. 1964. V. 19A. P. 1193–1201.
- [272] Sebacher D.I. Study of Collision Effects between the Constituents of a Mixture of Helium and Nitrogen Gases when Excited by a 10 keV Electron Beam // *The Journal of Chemical Physics*. 1965. V. 42. N 4. P. 1368–1372.

- [273] *Fowler R.G., Holzberlein T.M.* // The Journal of Chemical Physics. 1966. V. 43. P. 24.
- [274] *Jeunehomme M.* Oscillator Strengths of the First Negative and Second Positive Systems of Nitrogen // The Journal of Chemical Physics. 1966. V. 44. N 7. P. 2672–2677.
- [275] *Hesser J.E., Dressler K.* Radiative Lifetimes of Ultraviolet Molecular Transitions // The Journal of Chemical Physics. 1966. V. 45. N 8. P. 3149–3150.
- [276] *Nichols L.L., Wilson W.E.* // Applied Optics. 1968. V. 7. P. 167.
- [277] *Desesquelles J., Dubay M., Poulizac M.C.* Lifetime measurement of molecular states with an accelerated ion beam // Physics Letters Part A. 1968. V. 27A. N 2. P. 96–97.
- [278] *Johnson A. Wayne, Fowler R.G.* Measured Lifetimes of Rotational and Vibrational Levels of Electronic States of N₂. // The Journal of Chemical Physics. 1970. V. 53. N 1. P. 65–72.
- [279] *Ошерович А.Л., Горшков В.Н.* Измерение радиационных времен жизни возбужденных состояний молекулы и молекулы методами сдвига фаз и задержанных совпадений // Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 41. N 1. С. 158–160.
- [280] *Erman P., Brzozowski J., Sigfridsson B.* Gas Excitations Using High Frequency Deflected Electron Beams. A convenient method for determinations of atomic and molecular lifetimes // 1973. V. 110. P. 471–476.
- [281] *Жемерев А.В., Степанов Б.М.* Физика импульсного радиационного возбуждения свечения воздуха. М.: Энергоатомиздат, 1984. 96 с.
- [282] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М.* // Космические исследования. 1972. Т. 10. N 6. С. 916.
- [283] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М.* Световая вспышка, возбуждаемая в космическом пространстве источником рентгеновского излучения // Космические исследования. 1974. Т. 12. N 4. С. 581.
- [284] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А.* Световая вспышка, возбуждаемая импульсом гамма-квантов // Атомная энергия. 1970. Т. 29. N 4. С. 287.
- [285] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я.* Свечение воздуха, вызываемое гамма-излучением // Атомная энергия. 1973. Т. 35. Вып. 6. С. 438.
- [286] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М.* Световая вспышка, возбуждаемая импульсом гамма-квантов при отсутствии прямой видимости источника // Атомная энергия. 1977. Т. 42. Вып. 3. С. 230–231.
- [287] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М.* Влияние сильного электрического поля на световую вспышку, возбуждаемую источником гамма-излучения в воздухе // ПМТФ. 1977. N 6. С. 12–18.
- [288] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М.* О светимости нейтронного пучка в воздухе // Атомная энергия. 1977. Т. 42. Вып.5. С. 407–408.
- [289] *Жемерев А.В.* Световая вспышка, возбуждаемая импульсом нейтронов // Атомная энергия. 1982. Т. 52. Вып. 3. С. 199–200.
- [290] *Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М.* Световая вспышка, возбуждаемая в верхней атмосфере импульсным источником рентгеновского излучения // Космические исследования. 1972. Т. 10. N 6. С. 916.
- [291] *Вагин Ю.П., Кабанов Г.Л., Медведев Ю.А.* Исследование свечения воздуха под действием быстрых электронов // Атомная энергия. 1970. Т. 28. Вып. 2. С. 177–178.
- [292] *Вагин Ю.П., Кабанов Г.Л., Медведев Ю.А.* Метод визуализации пространственного распределения доз в мощном импульсном пучке быстрых электронов / Ю.П.Вагин, Г.Л.Кабанов, Ю.А.Медведев // Атомная энергия. 1972. Т. 32. Вып. 1. С. 73–75.
- [293] *Вагин Ю.П., Медведев Ю.А., Морозов Н.Н.* Метрология быстропотекающих процессов // 1977. С. 63.
- [294] *Мозгов К.С.* Моделирование светового сигнала, генерируемого в атмосфере нестационарными источниками ионизирующего излучения вблизи границы раздела двух сред. Авторский канд. дисс. М.: МИФИ. 2005. 24 с.
- [295] *Беляев В.А., Чудаков А.Е.* Ионизационное свечение воздуха и возможность его использования для регистрации широкого атмосферного ливней // Известия АН СССР. Серия физическая. 1966. Т. XXX. N 10. С. 1700–1707.
- [296] *Медведев Ю.А., Хозлов В.Д.* Функция распределения вторичных электронов в слабоионизированном воздухе // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 2. С. 317–322.

- [297] *Медведев Ю.А., Хохлов В.Д.* Модифицированная модель замедления электронов и ее применение для определения функций распределения вторичных электронов в слабоионизированном газе // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 2. С. 309—315.
- [298] *Сторм Э., Израэль Х.* Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0,001—100 МэВ и элементов с 1 по 100) / Справочник. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1973. 256 с.
- [299] *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
- [300] *Прозоров В.М.* Оценка относительного вклада рассеянного атмосферой излучения в поток излучения, измеряемый в направлении на Солнце // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1982. Т. 18. N 8. С. 882—884.
- [301] *Шифрин К.С., Ершов О.А., Волгин В.М., Кокорин А.М.* Исследование аэрозоля над морем по данным береговых наблюдений // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1980. Т. 16. N 3. С. 254—260.
- [302] *Hansen J.E.* Exact and Approximate Solution for Multiple Scattering by Cloudy and Hazy Planetary Atmospheres // J. Atmos. Sci. 1969. V.26. N 3. P. 478—487.
- [303] *Малкевич М.С., Георгиевский Ю.С., Чавро А.И., Шукуров А.Х.* Статистические характеристики спектральной структуры ослабления радиации в приземном слое воздуха // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1977. Т. 13. N 12. С. 1257—1267.
- [304] *Малкевич М.С., Георгиевский Ю.С., Чавро А.И., Шукуров А.Х.* Связь между статистическими характеристиками спектральной структуры ослабления радиации и метеорологическими параметрами в приземном слое воздуха // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1978. Т. 14. N 2. С. 157—169.
- [305] *Малкевич М.С., Георгиевский Ю.С., Чавро А.И., Шукуров А.Х.* Статистические характеристики спектральной структуры ослабления радиации при различной замутненности приземного слоя атмосферы // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1978. Т. 14. N 3. С. 273—284.
- [306] *Георгиевский Ю.С., Пирогов С.М., Чавро А.И., Шукуров А.Х.* О связи между статистическими характеристиками распределения частиц аэрозоля по размерам и коэффициентам ослабления // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1978. Т. 14. N 4. С. 405—411.
- [307] *Чавро А.И.* Статистические связи между метеорологическими параметрами атмосферы и ослаблением излучения в видимой и ИК-области спектра // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1985. Т. 21. N 3. С. 270—276.
- [308] *Кабанов М.В., Сакерин С.М.* Определение коэффициентов ослабления оптического излучения в атмосфере по размытию линии горизонта // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1977. Т. 13. N 5. С. 522—527.
- [309] *Кабанов М.В., Сакерин С.М.* Методы пассивного зондирования прозрачности атмосферы в приземном слое // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1983. Т.19. N 2. С. 147—155.
- [310] *Любовцева Ю.С., Якович Л.Г.* Аэрозольное поглощение в области спектра $0,25 \div 0,8$ мкм // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1982. Т. 18. N 9. С. 922—932.
- [311] *Розенберг Г.В., Горчаков Г.И., Георгиевский Ю.С., Любовцева Ю.С.* Оптические параметры атмосферного аэрозоля // Физика атмосферы и проблема климата. М.: Наука, 1980. С. 216—257.
- [312] *Chin-I Lin, Bacher M., Charlson R.F.* Absorption Coefficient of Atmospheric Aerosol: Method for Measurement // Applied Optics. 1973. V.12. N 6. P. 1356—1363.
- [313] *Розенберг Г.В.* О природе аэрозольного поглощения в коротковолновой области спектра // Известия АН СССР. Серия ФАО. 1979. Т. 15. N 12. С. 1280—1291.
- [314] *Горбачев Л.П., Взоров Н.Н., Мозгов К.С. и др.* Изучение нестационарных высокоэнергетических процессов, протекающих в атмосфере и океане Земли: Отчет о НИР. 80-1-06-02; ГР 80056465. М.: МИФИ, 1986. 127 с.
- [315] *Взоров Н.Н., Мозгов К.С., Матрончик А.Ю., Федоров В.Ф.* Свойства электромагнитных излучений в оптическом и радиодиапазонах, возбуждаемых гамма-всплесками и источниками искусственного происхождения / Отчет о НИР (итоговый). 80-1-06-02; ГР 0186.0076148. М.: МИФИ, 1991. 66 с.

- [316] Горбачев Л.П., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Оптическое и радиоизлучение пучка рентгеновских квантов с энергией 1 кэВ в верхней атмосфере Земли. М.: МИФИ, 1990. 20 с. (Препринт МИФИ: 056-90).
- [317] Левашина Л.В., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С., Соколов В.Б. Изменение тензора проводимости атмосферы под действием высокотемпературного источника рентгеновских квантов // Тезисы докладов XVII Межведомственного семинара "Распространение километровых и более длинных радиоволн". Томск, 1991. С. 43.
- [318] Горбачев Л.П., Левашина Л.В., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Глобальная модель нижней атмосферы в условиях повышенной ионизации // Тезисы докладов XVII Межведомственного семинара "Распространение километровых и более длинных радиоволн". Томск, 1991. С. 34.
- [319] Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Электрофизические параметры нижней атмосферы, возмущаемой космическим источником гамма-квантов // Тезисы докладов XVII Межведомственного семинара "Распространение километровых и более длинных радиоволн". Томск, 1991. С. 44.
- [320] Взоров Н.Н., Левашина Л.В., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Радиофизические, оптические, аэрономические и геомагнитные явления, возникающие при взаимодействии всплесков космического гамма-излучения с атмосферой Земли // Тезисы докладов XVIII Межведомственного семинара "Распространение километровых и более длинных радиоволн". Улан-Удэ, 1992. С.71.
- [321] Мозгов К.С. О статистическом моделировании процесса распространения в воздушной и водной среде светового сигнала от импульсного подводного источника // Тезисы докладов XI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Томск, 1991. С. 84.
- [322] Федоров В.Ф., Взоров Н.Н., Горбачев Л.П. и др. О влиянии взволнованной поверхности моря на характеристики светового излучения подводного источника // Тезисы докладов XI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Томск, 1991. С. 85.
- [323] Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Образование нестационарного плазменного облака в верхней атмосфере Земли пучком рентгеновских квантов // Материалы VIII Всесоюзной конференции "Физика низкотемпературной плазмы". Ч. 3. Минск, 1991. С. 79.
- [324] Горбачев Л.П., Левашина Л.В., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Глобальная модель нижней атмосферы в условиях повышенной ионизации // Материалы VIII Всесоюзной конференции "Физика низкотемпературной плазмы". Ч. 3. Минск, 1991. С. 81.
- [325] Горбачев Л.П., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Оптическое и радиоизлучение плазменного облака, образованного в верхней атмосфере Земли пучком рентгеновских квантов с энергией 1 кэВ // Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по радиационной плазмодинамике. Ч. 2. М.: МГТУ, 1991. С.17.
- [326] Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Высокотемпературная плазма, образованная резко анизотропным космическим источником рентгеновских квантов, и ее электромагнитное излучение // Тезисы докладов III Забабахинских научных чтений. 14—17 января 1992 г. Дальняя Дача, Челябинская обл. Челябинск-70, 1991. С. 142—143.
- [327] Пылюгин Н.Н., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С., Левашина Л.В. Разработка и обоснование математической модели динамики электрофизических параметров атмосферы в условиях повышенной ионизации, вызванной космическими источниками ионизирующих излучений / Отчет о НИР. Инв. N 4184; ГР 01818014328. М.: Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, 1992. 38 с.
- [328] Горбачев Л.П., Мозгов К.С., Федоров В.Ф. Микроволновое излучение плазмы, образованной источником ионизирующего излучения // Тезисы докладов научно-технического семинара "Распространение и дифракция электромагнитных волн в неоднородных средах". М., 1992. С. 117—118.
- [329] Мозгов К.С. Об оптическом излучении пучка рентгеновских квантов от лазерной плазмы // Тезисы докладов III Межреспубликанского семинара "Физика быстротекущих плазменных процессов". Гродно, 1992.
- [330] Взоров Н.Н., Горбачев Л.П., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Об оптическом и радиоизлучении, сопровождающем космические гамма-всплески // Письма в АЖ. 1985. Т. 11. N 6. С. 444—447.

- [331] *Мозгов К.С.* Оптическое излучение импульсного космического источника пучка рентгеновских квантов с энергией 1 кэВ // *Космические исследования*. 1993. Т. 31. N 5. С. 78–83.
- [332] *Горбачев Л.П., Взоров Н.Н., Левахина Л.В., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С.* Электромагнитные эффекты взаимодействия космических гамма-всплесков с атмосферой Земли. М.: МИФИ, 1993. 24 с. (Препринт МИФИ: 013-93).
- [333] *Горбачев Л.П., Взоров Н.Н., Левахина Л.В., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С.* Электромагнитные эффекты взаимодействия космических гамма-всплесков с атмосферой Земли // *Космические исследования*. 1994. Т. 32. N 6. С. 172–183.
- [334] *Мозгов К.С., Федоров В.Ф.* О моделировании светового излучения от мало-заглубленного подводного источника гамма-квантов / *Сб. научных трудов Научной сессии МИФИ*. 2005. Т. 5. М.: МИФИ, 2005. С. 146–148.
- [335] *Мозгов К.С., Федоров В.Ф.* О моделировании светового сигнала от высокоэнергетического подводного источника / *Сб. научных трудов Научной сессии МИФИ*. 2005. Т. 5. М.: МИФИ, 2005. С. 152–154.
- [336] *Мозгов К.С., Федоров В.Ф.* О моделировании светового излучения от надводного источника гамма-квантов / *Сб. научных трудов Научной сессии МИФИ*. 2005. Т. 5. М.: МИФИ, 2005. С. 149–151.
- [337] *Мозгов К.С., Федоров В.Ф.* О моделировании светового излучения от надводных и подводных источников гамма-квантов / *Материалы симпозиума "I Международный симпозиум по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии, СПб, 21–24 июня 2005 г."* Т. 2. СПб.: СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2005. С. 259–262. ISBN 5-7629-0620-5.