

выпуск

99

Библиотечка КВАНТ

ВЫПУСК

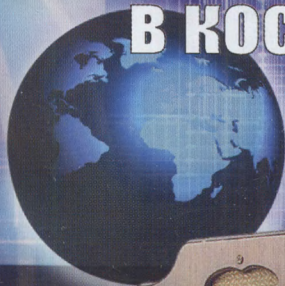
99



Библиотечка КВАНТ

П. В. Блюх

Радиоволны на земле и в космосе



Б Ю Р О



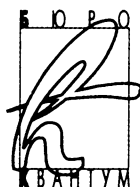
КВАНТУМ



Приложение к журналу
«Квант» №1/2007

П. В. Блюх

Радиоволны на земле и в космосе



Москва
2007

УДК 537.86(078)
ББК 22.33я7
Б69

Серия
«Библиотечка «Квант»
основана в 1980 г

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Б.М.Болотовский, А.А.Варламов, В.Л.Гинзбург,
Г.С.Голицын, Ю.В.Гуляев, М.И.Каганов, С.С.Кротов,
С.П.Новиков, Ю.А.Осипьян (председатель),
В.В.Произволов, Н.Х.Розов, А.Л.Стасенко, В.Г.Сурдин,
В.М.Тихомиров, А.Р.Хохлов,
А.И.Черноуцан (ученый секретарь)

Б69 Блюх П.В.

Радиоволны на земле и в космосе. – М.: Бюро Квантум, 2007. – 208 с. (Библиотечка «Квант». Вып. 99. Приложение к журналу «Квант» № 1/2007.)

ISBN 5-85843-064-3

Книга представляет собой популярное описание всей совокупности явлений, которые наблюдаются при распространении радиоволн в природных средах. В книге рассказывается, как радиоволна отрывается от антенны и распространяется в воздухе, ионосфере и космическом пространстве, как с помощью радиоволн удается наблюдать эффекты, свидетельствующие об искривлении пространства в гравитационных полях Солнца и галактик. Книга написана просто и увлекательно, содержит большое количество рисунков.

Для учащихся и учителей средних школ, лицеев и гимназий, для членов и руководителей физических кружков и факультативов, а также для всех тех, кто просто интересуется физикой и радиотехникой

ISBN 5-85843-064-3

ББК 22 33я7
© Бюро Квантум, 2007

ПРОГУЛКА ПО САНКТ-ПЕТЕРБУРГУ (ВМЕСТО ВВЕДЕНИЯ)

Дорогие читатели! Автор надеется, что вы не откажетесь совершить вместе с ним небольшую прогулку по Санкт-Петербургу. Она приведет прямо к тому месту, где чуть более ста лет назад началась история радио в России и откуда хотелось бы начать рассказ про радиоволны.

Исходным пунктом нашего маршрута является одно из самых красивых мест знаменитого города – стрелка Васильевского острова. Сюда легко попасть, перейдя Неву по Дворцовому мосту. Так мы и сделаем, а затем повернем по набережной налево. Нам предстоит пройти совсем немного – одну троллейбусную остановку. Но на этом коротком пути перед нами предстанут очень интересные здания, с которыми связано становление науки в России.

Будем внимательны к мемориальным доскам на стенах домов. Вот первая из них: «Памятник архитектуры XVIII в... Здание «Кунсткамеры». Построено в 1718–1734 гг. Охраняется государством». В этом здании с башней находятся два музея Российской академии наук: Зоологический музей и Музей антропологии и этнографии. Начало их богатейшим коллекциям положила «Кунсткамера», основанная Петром I в 1714 году.

Рядом с «Кунсткамерой» – красивое здание с колоннами. Здесь до 1934 года располагалась Академия наук СССР, а сейчас – Санкт-Петербургский академический научный центр. Идем дальше. В небольшом скверике возле Университета – памятник М.В.Ломоносову. А вот и сам Санкт-Петербургский университет. На мемориальной доске написано: «Университет. Здание «Двенадцати коллегий». Построено в 1722–1732 гг. Охраняется государством».

Наш путь по набережной окончен. Зайдем в университетский двор. Здесь мемориальные доски видны по обе стороны. На доске справа читаем: «В этом здании в 1883–1887 гг. учился русский революционер Александр Ульянов». Слева – «В этом доме 16 (28) ноября 1880 г. родился Александр Блок». Еще несколько шагов вглубь двора. Памятный знак в честь студентов и преподавателей, погибших в годы Великой Отечественной войны. Надпись гласит: «В бессмертие ушедшим. 1941–1945 гг.». Тут же

рядом на стене большого кирпичного здания, укреплена мемориальная доска, ради которой мы и совершили нашу прогулку: «Здесь 24 (12) марта 1896 года была принята А.С.Поповым на изобретенном им приборе первая радиogramма».

Мы стоим перед зданием, где впервые было принято сообщение, посланное по радио. Но где находился передатчик? Нам придется пересечь почти весь двор (около 250 м) и здесь на стене «Менделеевского центра» увидим вторую мемориальную доску. «Из этого здания 24 (12) марта 1896 года была отправлена первая в мире радиogramма на приборе, изобретенном А.С.Поповым». Приемное устройство А.С.Попова было изготовлено им еще раньше и использовалось для регистрации гроз. Первый «грозоотметчик» заработал 7 мая 1895 года, и этот день, начиная с 1945 года, отмечается в нашей стране как День радио.

Прогулка по Санкт-Петербургу окончена. Начинается рассказ про радиоволны. Вряд ли даже университетские профессора, которые были свидетелями беспроводной передачи телеграммы (вместо слова «радио» в то время говорили «беспроволочный телеграф»), могли вообразить, какую роль сыграет радиосвязь в будущем. В наше же время, наоборот, трудно представить себе, как можно обойтись без радио. Если бы внезапно перестали работать все радиопередатчики на земле, мы с досадой обнаружили бы, что исчезли изображения с экранов телевизоров, замолчали приемники. Но это еще полбеды. Самолеты и корабли потеряли бы возможность контролировать свой курс, «ослепли» бы все радиолокаторы, космические аппараты стали бы неуправляемыми, и произошло бы еще великое множество весьма неприятных событий.

В дальнейшем, рассказывая о радиоволнах на Земле и в космосе, мы упомянем о некоторых интересных устройствах, в которых они (радиоволны) используются, но сразу же предупредим: здесь описываются не все звенья радиосвязи. Чтобы получить более ясное представление о том, что есть и чего нет в этой книге, взгляните на рисунок 1. На нем показана схема передачи и приема радиосообщений в земных условиях. В схеме выделено 7 блоков: 1 – устройства, преобразующие исходную информацию в электрические сигналы, которые в дальнейшем воздействуют на передатчик; 2 – радиопередатчик, где генерируются электрические колебания, поступающие далее в антенну; 3 – передающая антенна, с помощью которой электрические колебания, поступившие от передатчика, излучаются в пространство в виде радиоволн; 4 – область распространения радиоволн, в земных условиях она ограничена поверхностью Земли и ионос-

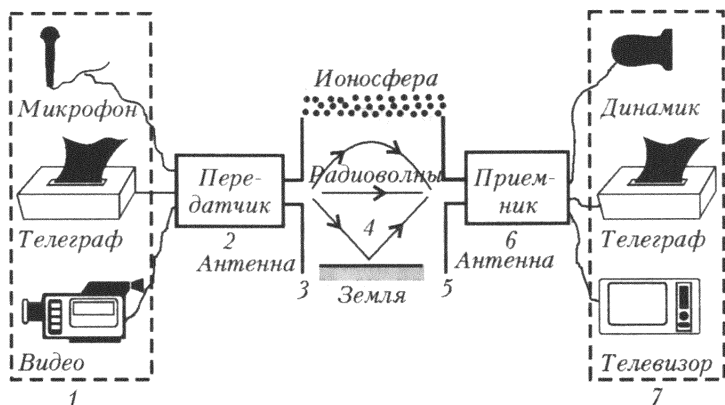


Рис.1. Схема радиосвязи

ферой; 5 – приемная антенна, в которой радиоволна возбуждает электрические токи; 6 – радиоприемник, где радиосигналы усиливаются и преобразуются в такую форму, которая необходима для приведения в действие выходных устройств; 7 – устройства, воспроизводящие информацию, переданную по радио.

В последующих главах мы подробно объясним, каковы свойства радиоволн и как они распространяются в земных и космических условиях. Будет затронута также и работа антенн. Что же касается остальных элементов схемы радиосвязи, то о них говорится совсем немного.

Математический аппарат, используемый в книге, как правило, не превышает объема школьной программы.

РАДИОВОЛНЫ В ПУСТОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Радиоволна, оторвавшись от антенны, начинает свою собственную жизнь. Можно выключить передатчик, сломать антенну, но это никак не отразится на поведении тех волн, которые были испущены раньше. По мере удаления от места своего зарождения амплитуда волны убывает, и нам предстоит установить закон ее уменьшения с расстоянием. Мы расскажем, кроме того, каким образом можно направить радиоизлучение в нужном направлении и почему нельзя сделать такую антенну, которая посылала бы радиоволны одинаково во все стороны.

Эти и другие вопросы, относящиеся к структуре радиоволны и передаче с ее помощью информации, лучше всего изучать, рассматривая электромагнитные волны в пустом пространстве (вакууме).

Предыстория радио. Первая радиограмма, переданная Александром Степановичем Поповым, была очень короткой, всего два слова: «Генрихъ Герцъ». Это имя и фамилия немецкого физика, который своими опытами доказал в 1888 году возможность существования электромагнитных волн в «пустом» пространстве. (В опытах Г.Герца (1857–1894) пустым пространством был обычный воздух, но это не играет существенной роли. Если бы Герц поместил всю свою установку в вакуум, результаты опыта не изменились бы.) Отдавая дань своему предшественнику, А.С.Попов выбрал именно эти слова для первой в мире радиограммы.

Тут мы должны упомянуть еще одно имя – Гульельмо Маркони. В год смерти Г.Герца ему, итальянскому студенту, исполнилось 20 лет, и он так же, как и Попов, был увлечен идеей беспроволочного телеграфа. В 1896 году он приехал в Лондон, где нашел поддержку своим начинаниям от Министерства почт и телеграфа. Его первые установки удивительно похожи на приборы Попова, хотя оба изобретателя ничего не знали о работах друг друга. Впрочем, такое в науке встречается не так уж редко, и дело здесь не в случайном совпадении, а в общих предшественниках, чьи труды дают пищу пытливым умам ученых и изобретателей в разных странах.

В июле 1897 года Г.Маркони с триумфом вернулся в Италию и вскоре продемонстрировал передачу сигналов беспроводного телеграфа на военный корабль, находящийся в 18 километрах от берега. В 1899 году новый успех – радиосигналы пересекли Ла-Манш, а в конце 1901 года – Атлантический океан. В свое время мы расскажем, каким образом радиоволны преодолевают такие огромные расстояния, а пока что вернемся к тому, что сумел сделать Г.Герц.

Схема опыта Герца совсем простая (рис.2). Антенной передатчика служили медные стержни с металлическими шарами на концах и искровым промежутком между ними. С тех пор антенну такого типа называют вибратором (или диполем) Герца. Передатчика как такового не было вообще. Вместо него использовалась индукционная электрическая машина (катушка Румкорфа), которая и подключалась к стержням. При пробое

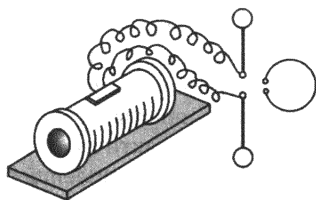


Рис.2. Схема опытов Г.Герца

искрового промежутка возникал колебательный разряд, и антенна излучала электромагнитные волны. Приемный вибратор представлял собой изогнутый провод с разрядником. Электромагнитная волна вызывала в нем напряжение, достаточное для пробоя искрового промежутка. Появление искры свидетельствовало о прохождении электромагнитных волн от излучателя к приемнику. Теперь говорят также «радиоволны», подразумевая под этим электромагнитные волны в интервале частот от нескольких герц до миллионов мегагерц (позже мы уточним границы диапазона радиочастот). Но в конце прошлого века использовался совсем другой термин – «лучи Герца». Их открытие привлекло к себе внимание многих физиков, которые стремились повторить и усовершенствовать опыты Герца. Не остался в стороне и А.С.Попов.

Чем же отличался эксперимент Попова от того, что проделал Герц? Во-первых, благодаря более чувствительному приемному устройству расстояние между передающей и приемной антеннами удалось довести до 250 метров, а у Герца было несколько метров. Во-вторых, и это главное, Поповым была доказана возможность передачи информации без проводов. Им был создан «беспроволочный телеграф» (слово «радио» от латинского «излучаю» стало употребляться в привычном нам смысле несколько позже).

Сейчас может показаться, что, после того как существование

радиоволн было доказано, возможность передачи с их помощью сообщений стала само собой разумеющейся. Но это не так, и сам Герц видел стоящие на этом пути трудности. Сохранилось письмо Герца, написанное в ответ на предложение инженера Губера из Мюнхена осуществить телефонную связь без проводов. Вот что было написано в этом письме: «...Предположим, что у нас 1000 колебаний в секунду... этому соответствовала бы в эфире волна длиной 300 км; фокусные расстояния применяемых зеркал должны были бы иметь размеры того же порядка (для повышения чувствительности своей установки Герц помещал излучающий вибратор и приемный разрядник в фокусе параболических металлических цилиндров-зеркал, которые на рисунке 2 не показаны). Если бы Вы были в состоянии построить вогнутые зеркала размером с материк, то Вы могли бы отлично поставить опыты, которые Вы имели в виду. Но с обычными зеркалами практически сделать ничего нельзя, и Вы не сможете обнаружить ни малейшего действия. Так по крайней мере я думаю...» Самое любопытное, что в рассуждениях Герца все абсолютно правильно, даже с точки зрения современной физики! Почему же этот пессимистический прогноз к счастью не оправдался? Дело в том, что Герц не принял во внимание, что передача сигнала (голоса) возможна не только путем излучения радиоволн звуковой частоты, но и путем воздействия звуком на амплитуду или фазу несущей радиоволны. Этот процесс называется модуляцией, и о нем позже будет рассказано подробнее. Управление амплитудой радиоволн с помощью телеграфного ключа (в этом случае вместо модуляции говорят «манипуляция») как раз и позволило Попову передать свою знаменитую радиограмму.

Вернемся снова к опыту Герца, точнее к причинам, побудившим его их произвести. В 60-х годах XIX века Дж.Максвелл (1831–1879), опираясь на воззрения М.Фарадея (1791–1867), создал новую теорию электромагнитных явлений. Из этой теории следовал очень важный вывод (он был впервые высказан Максвеллом в письме к Фарадею в 1861 году): электрические и магнитные поля могут распространяться в пространстве с определенной скоростью в виде электромагнитных волн. Однако для окончательного торжества теории Максвелла не хватало прямого экспериментального доказательства существования электромагнитных волн. Опыты Герца и были поставлены с этой целью. После их успешного завершения теория Максвелла получила широкое признание, а знаменитые уравнения Максвелла играют в современной теории электромагнитных явлений такую же

основополагающую роль, как, например, уравнения Ньютона в механике.

Из уравнений Максвелла следует, что переменные электрическое и магнитное поля не существуют изолированно друг от друга: изменения электрического поля вызывают появление магнитного поля, а изменения магнитного поля порождают электрическое поле. Поясним это утверждение с помощью двух мысленных экспериментов (без особого труда их можно реально воспроизвести в лаборатории). На рисунке 3,а показан конденсатор, к пластинам которого подключен источник переменного

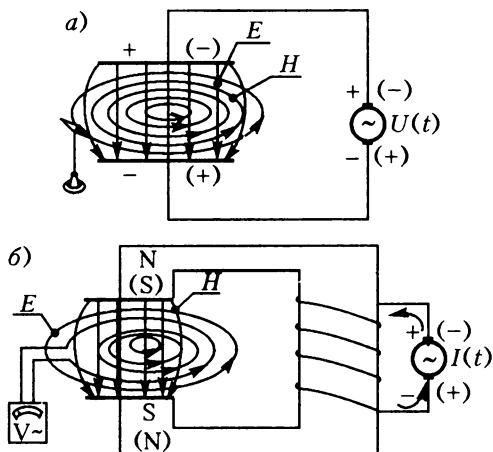


Рис. 3. Схема опытов, иллюстрирующих первое (а) и второе (б) уравнения Максвелла

напряжения $U(t)$. Заряд конденсатора все время меняется, а вместе с ним меняется и электрическое поле между пластинами. Согласно первому уравнению Максвелла, одновременно с переменным электрическим полем $\vec{E}(t)$ возникает магнитное поле $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Два аргумента \vec{r} и t показывают, что возникающее магнитное поле с напряженностью \vec{H} является переменным во времени и пространстве. Линии напряженности магнитного поля имеют вид окружностей, охватывающих силовые линии электрического поля. Появление магнитного поля обнаруживается с помощью магнитной стрелки, которая располагается вдоль линий напряженности магнитного поля. Мы упомянули магнитную стрелку только для простоты. Если бы речь шла о реальном эксперименте, то можно было бы воспользоваться специальными

приборами — магнитометрами, с помощью которых измеряются магнитные поля.

Обратите внимание: в пустом пространстве между пластинами конденсатора никаких проводов с током нет, но магнитное поле все же появилось. Это означает, что переменное электрическое поле является таким же источником магнитного поля, как и обычный ток. Чтобы все-таки их отличать, говорят о *токе проводимости* (движение электрических зарядов в проводниках) и о *токе смещения* (переменное электрическое поле в пустоте или в диэлектрике). Представление о токе смещения было впервые введено Максвеллом.

Перейдем к рисунку 3,б. Здесь изображен электромагнит с пустым зазором. Через обмотку пропускается переменный ток, поэтому между полюсами возникает переменное магнитное поле. Его линии располагаются так же, как силовые линии электрического поля $\vec{E}(t)$ на рисунке 3,а. Такая симметрия $\vec{E} \rightleftharpoons \vec{H}$ сохраняется и далее. Согласно второму уравнению Максвелла, переменное магнитное поле $\vec{H}(t)$ вызывает появление электрического поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$. Его силовые линии представляют собой окружности, охватывающие линии вектора \vec{H} . Электрическое поле можно обнаружить, если в пространство между полюсами ввести виток проволоки с подключенным к нему вольтметром.

Мы снова подчеркиваем тот факт, что никаких конденсаторов в схеме нет, а электрическое поле все же появилось! Если бы конденсатор или электромагнит были подключены к источникам постоянного напряжения, то ни о какой симметрии не было бы и речи: в конденсаторе наблюдалось бы только электрическое поле, а в зазоре между полюсами — магнитное. Связь $\vec{E} \rightleftharpoons \vec{H}$ является характерной особенностью переменных полей. Еще на одно обстоятельство, которое в дальнейшем сыграет важную роль, надо обратить внимание. Векторы \vec{E} и \vec{H} в каждой точке пустого пространства перпендикулярны друг другу.

Наше описание опытов, представленных на рисунке 3, является чисто качественным. Никаких количественных соотношений мы не касались, поскольку они оказываются довольно сложными, но именно они содержатся в уравнениях Максвелла. В современных векторных обозначениях уравнения, описывающие наши опыты, так красивы, что трудно удержаться, чтобы их не написать, хотя решать эти уравнения мы не будем:

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}.$$

Нет нужды объяснять точный смысл обозначений, используемых в написанных выше уравнениях. Укажем только, что термин «rot» (читается «ротор») означает некоторую дифференциальную операцию, с помощью которой вектору \vec{H} (или \vec{E}) сопоставляется другой вектор — $\text{rot } \vec{H}$ (или $\text{rot } \vec{E}$). (Слово «ротор» происходит от латинского «вращаться». Перемещение вдоль линии вектора \vec{H} или вектора \vec{E} представляет собой вращательное движение.) Величины \vec{H} и \vec{E} зависят от пространственных координат и от времени. При вычислении векторов $\text{rot } \vec{H}$ и $\text{rot } \vec{E}$ надо учитывать только *пространственные* изменения напряженностей полей. Что же касается правых частей уравнений Максвелла, то в них стоят частные производные по времени, т.е. учитываются только *временные* изменения соответствующих величин.

Приведенные уравнения написаны в гауссовой системе единиц. Основными единицами в этой системе являются сантиметр, грамм, секунда. Отсюда другое название — система единиц СГС. Что же касается электрических и магнитных величин, то все единицы электрических величин совпадают с единицами системы СГСЭ (последняя буква связана со словом «электрический»), а единицы магнитных величин — с единицами системы СГСМ (последняя буква — от слова «магнитный»). Эта симметрия делает систему СГС удобной для задач, в которых проявляется взаимная связь магнитных и электрических полей. Симметрия уравнений Максвелла видна непосредственно, причем в них вошла только одна константа — c , численное значение которой $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с совпадает со скоростью света в пустоте.

При оценках мощности, переносимой радиоволной, и напряженностей E и H мы будем пользоваться также Международной системой единиц, т.е. СИ. В этой системе H измеряется в А/м (ампер на метр), а E — в В/м (вольт на метр). Уравнения Максвелла в СИ выглядят не столь симметрично, как в СГС:

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Из уравнений выпала константа c , но зато появились два новых вектора: электрическая индукция \vec{D} и магнитная индукция \vec{B} . В вакууме $D = \epsilon_0 E$, $B = \mu_0 H$. Две новые константы, заменившие c , носят название электрической и магнитной постоянных. Их численные значения таковы: $\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$ Ф/м (фарад на метр), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м (генри на метр). Скорость распрост-

ранения электромагнитной волны с связана с ϵ_0 и μ_0 соотношением $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$.

Чтобы завершить рассказ о предыстории радио, нам остается ответить на вопрос, кого де следует считать его изобретателем. Казалось бы, здесь все ясно: первая радиограмма была передана Поповым, его и надо считать изобретателем радио. Однако первый патент на аналогичное изобретение получил Маркони. Не следует ли отдать ему приоритет в этом вопросе? Но тут надо вспомнить, что сердцевиной радиоприемников Попова и Маркони был так называемый *когерер* — прибор, усовершенствованный английским физиком О.Лоджем, который, к тому же, в 1894 году (до Попова и Маркони), используя когерер и азбуку Морзе, передал радиограмму на расстояние 60 метров. В то же время можно сказать, что Лодж только усовершенствовал когерер, который изобрел Э.Бранли во Франции...

А как быть с опытами Г.Герца? С одной стороны, именно он доказал существование радиоволн, хотя и передавал сигнал на небольшие расстояния в пределах лаборатории. С другой стороны, Герц руководствовался предсказаниями Максвелла, поэтому логично приписать ему открытие (пусть теоретическое) радиоволн. Но не будем забывать, что основные идеи о связи электрических и магнитных полей были высказаны ранее М.Фарадеем...

Мы упомянули здесь далеко не все имена, с которыми так или иначе связано изобретение радио. На самом деле, список этот намного длиннее. В одном из выпусков (март 1995 г.) Бюллетеня Международного радиосоюза была опубликована статья «Кто изобрел радио?». В ней упоминается 10 физиков и инженеров из США, 3 — из Германии, 1 — из Франции, 1 — из России, 2 — из Дании, 1 — из Голландии, 1 — из Италии.

Поскольку с использованием запатентованного изобретения связаны серьезные финансовые вопросы, в разных странах изобретателями радио считают разных людей. Например, в России с полным правом называют А.Попова. В Англии и Италии с не меньшим основанием отдают приоритет Г.Маркони, который после получения патента продолжал активно работать в области радиосвязи и в 1909 году вместе с К.Брауном (1850–1918) получил Нобелевскую премию «За развитие беспроволочной телеграфии». (Обратите внимание на формулировку — премия дана за «развитие», а не за «изобретение» радио.)

В США не признают приоритет ни А.Попова, ни Г.Маркони. Решением Верховного суда (1944 г.) изобретателем радио назван Н.Тесла (1856–1943) — сербский ученый, эмигрировавший

в 1884 году в США. Ему принадлежит много изобретений в области электро- и радиотехники (его именем названа единица магнитного потока).

Таким образом, мы приходим к выводу, что было бы неправильно приписывать изобретение радио одному человеку. Оно явилось результатом творческого труда большого числа физиков и инженеров, которые нередко работали в разных странах и независимо друг от друга.

Что представляет собой радиоволна и как она отрывается от антенны? На рисунке 4 показан передатчик с антенной. В передатчике генерируются переменные токи, а антенна представляет собой два провода, подключенных к выходным клеммам передатчика. Если оба провода имеют одинаковую длину, они образуют симметричный вибратор. Это – простейшая антенна. Ее работу мы и рассмотрим. Стрелками на рисунке показан ток в проводах, и это, вообще говоря, может вызывать недоумение: каким образом протекает ток? Ведь цепь же разомкнута! Все станет понятным, если представить себе две половины вибратора как своеобразные «пластины» конденсатора. Ток, идущий от передатчика, – это ток заряда и разряда конденсатора, образованного плечами вибратора. Антенный конденсатор также изображен на рисунке 4, но пунктиром. Условность изображения заключается в том, что на самом деле конденсатор подключен не к какой-либо определенной точке провода, а распределен по всей длине. Поэтому говорят, что антенна имеет распределенную емкость.

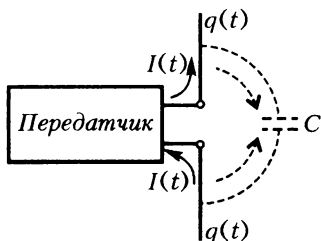


Рис.4. Передатчик с подключенной к нему антенной

Итак, под действием передатчика в вибраторе протекает переменный ток $I(t)$, а между его половинами возникает переменное напряжение, связанное с зарядами $q(t)$. Ток создает вокруг антенны магнитное поле, а заряды – электрическое. Мы уже знаем, что, согласно уравнениям Максвелла, поля $\vec{H}(t)$ и $\vec{E}(t)$ взаимно связаны, и их нельзя рассматривать каждое в отдельности. Обратим внимание, например, на электрическое поле в точке A на некотором расстоянии от антенны (рис.5). Изменения электрического поля $\vec{E}(t)$ вызовут появление переменного магнитного поля $\vec{H}(t)$ не только в той же точке A , но и в соседней точке B . Переменное магнитное поле в B возбudit

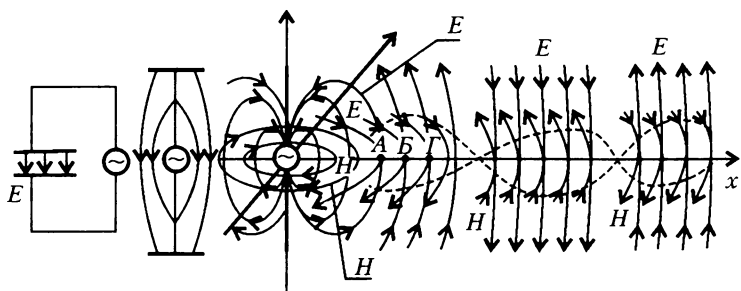


Рис.5. Переход от конденсатора к антенне и излучение радиоволн

электрическое поле в точке Г и т.д. Следовательно, электрическое и магнитное поля возникают не одновременно во всем пространстве вокруг антенны, а передаются от точки к точке с определенной скоростью. Эта совокупность полей \vec{E} и \vec{H} , распространяющихся от антенны, и носит название *электромагнитной волны*, или *радиоволны*. Скорость распространения волны можно вычислить, пользуясь уравнениями Максвелла. Рассчитанная таким образом скорость оказалась равной скорости света c . Поэтому Максвелл предположил, что свет тоже

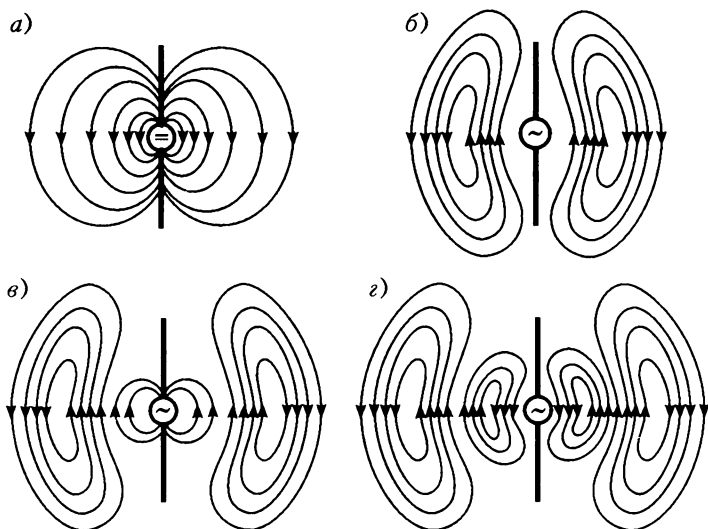


Рис.6. Электрическое поле вблизи антенны: а) поле источника постоянного напряжения; б), в), г) поля источника переменного напряжения в разные моменты времени

представляет собой электромагнитную волну. Впоследствии этот вывод полностью подтвердился.

Рассмотрим подробнее структуру электрического поля вблизи антенны (рис.6). То, что мы выбрали электрическое поле, а не магнитное, не является принципиальным, так как влияние второго поля все равно учитывается при построении всей картины. На рисунке 6,а показано, как выглядело бы поле вибратора, подключенного к источнику *постоянного* напряжения. Для определенности положительный полюс источника подключен к верхней половине антенны (сам источник на чертеже не показан). Обратите внимание: все силовые линии начинаются на положительном плече и оканчиваются на отрицательном.

Теперь представим себе, что заряд вибратора начинает *меняться по синусоидальному закону*. Что произойдет с электрическим полем? Казалось бы, ответ ясен: силовые линии начнут «втягиваться» в вибратор, и когда напряжение упадет до 0 (это произойдет через четверть периода, начиная от максимума), во всем пространстве вокруг антенны электрическое поле исчезнет. Но нам уже известно, что когда мы имеем дело с переменными полями, все происходит значительно сложнее. Изменения заряда сопровождаются появлением тока в проводах и переменного магнитного поля вокруг них. Переменные же электрическое и магнитное поля взаимно «поддерживают» друг друга. В результате те силовые линии, которые были достаточно далеко от вибратора, не успеют «втягиваться» в источник, а отрываются от антенны, образуя замкнутые петли, или *вихревое* электрическое поле. Близкие силовые линии «втягиваются» обратно, и в непосредственной близости от вибратора электрического поля действительно не будет (см. рис.6,б). Пройдет еще некоторое время, опять появится заряд на плечах антенны и электрическое поле с силовыми линиями между проводами (см. рис.6,в). При этом ранее образовавшиеся вихри удалятся на расстояние ct (напоминаем: скорость распространения волны равна c). Потом снова поле вблизи антенны исчезнет, а вихри уйдут от антенны еще дальше (см. рис.6,г). Масштабы на рисунке 6 разные, но все равно хорошо видно, как с течением времени все больше и больше вихрей электрического поля уходит от антенны.

Линии магнитного поля образуют совсем другую структуру – они имеют вид замкнутых колец как вблизи, так и вдали от антенны, т.е. *поле \vec{H} повсюду вихревое*. Вблизи антенны магнитное поле «следит» за током $I(t)$: оно равно 0, если тока нет (в эти моменты времени заряд $q(t)$ максимален), и достигает

максимума при $I = I_{\max}$ (в это время заряд $q = 0$). При смене направления тока ранее возникшие вихри \vec{H} не успевают «втянуться» в вибратор и вместе с вихрями \vec{E} удаляются от антенны. В отличие от полей ближней зоны, вихревые поля \vec{E} и \vec{H} меняются во времени синхронно, достигая максимума и обращаясь в ноль одновременно.

Таким образом, можно разграничить две области расстояний: в так называемой *зоне индукции*, вблизи вибратора, главную роль играют поля, создаваемые непосредственно зарядами и токами в проводах. Мы обозначим их \vec{E}_q и \vec{H}_I . Они имеют большую напряженность, но быстро спадают с увеличением расстояния r — обратно пропорционально r^3 . Вдали от антенны, в так называемой *волновой зоне*, где сформировались вихревые поля, напряженности \vec{E} и \vec{H} спадают значительно медленнее — обратно пропорционально первой, а не третьей степени r (этот закон мы выведем позже). Радиоволна формируется окончательно только в волновой зоне.

Различие в законе убывания напряженности поля с расстоянием объясняет, почему для радиосвязи применяют токи высокой частоты, а не постоянные токи. Если, например, какой-либо источник постоянного напряжения сообщил бы вибратору такой заряд q , что на расстоянии, скажем, 10 м от антенны возникло бы электрическое поле с напряженностью E_0 , то на расстоянии 10 км напряженность была бы равна $10^{-9}E_0$. В случае же электромагнитной волны с той же напряженностью E_0 на расстоянии 10 м (предполагается, что $r = 10$ м уже находится в волновой зоне) при удалении на 10 км получим $10^{-3}E_0$. Видно, что поле радиоволны на расстоянии 10 км в миллион раз сильнее постоянного поля, хотя на близком расстоянии (10 м) они были равны. Именно в этом кроется причина неудач многочисленных попыток, которые предпринимались до Попова и Маркони с целью осуществить передачу информации на большие расстояния без проводов с помощью источников постоянного тока.

Резкой границы между зоной индукции и волновой зоной не существует: они плавно переходят одна в другую. Слова же «вблизи от антенны» или «далеко от антенны» приобретают смысл лишь после того, как указана мера длины. Такой мерой в процессах изучения и распространения радиоволн является *длина волны* λ . Волновая зона начинается с расстояния в несколько длин волн, практически уже с $(2 - 3)\lambda$. На более близких расстояниях, особенно при $r < \lambda$, расположена зона индукции.

Однако мы еще не пояснили, что такое длина волны. Нам придется написать несложные математические выражения, которые описывают распространение радиоволны с определенной скоростью. Допустим, передатчик генерирует синусоидальные колебания. Тогда электрическое поле, создаваемое антенной, тоже меняется по синусоидальному закону:

$$E(t) = E_0 \sin \omega t .$$

Здесь E_0 – амплитуда напряженности поля (она измеряется в В/м), ω – круговая частота колебаний (единица измерения с^{-1}), t – время. Аргумент синуса ωt называется фазой и является безразмерной величиной. Наряду с круговой частотой ω используется также просто частота f (она измеряется в герцах – Гц), 1 Гц соответствует одному колебанию в секунду) и период T (измеряется в с). Величины ω , f и T связаны друг с другом простыми формулами: $\omega = 2\pi f$, $f = 1/T$.

Пусть радиоволна распространяется вдоль оси x (рис.7). Начало координат совместим с той точкой, где E описывается приведенной выше формулой. Поскольку в дальнейшем будет идти речь об очень больших расстояниях, можно считать, что начало координат совпадает с антенной, хотя все последующие рассуждения относятся к волновой зоне. Чтобы пройти некоторое расстояние x от антенны, радиоволне требуется время $t = x/c$. Для учета этого запаздывания надо в формуле заменить t на $t - x/c$:

$$E(x, t) = E_0 \sin (\omega(t - x/c)) .$$

Перепишем эту формулу несколько иначе:

$$E(x, t) = E_0 \sin (\omega t - kx) .$$

Мы ввели обозначение $k = \omega/c$. Эта величина носит название *волнового числа* и имеет размерность обратной длины, т.е. м^{-1} . Запись выражения для E во втором виде показывает, что время t и расстояние x входят в аргумент синуса вполне равноправно, только с разными множителями ω и k . По ана-

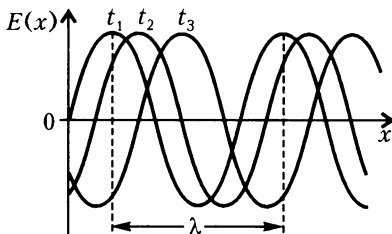


Рис.7. Изменение напряженности электрического поля радиоволны с расстоянием в разные моменты времени

логии с круговой частотой ω , величину k иногда называют не волновым числом, а пространственной частотой. На рисунке 7 показана зависимость $E(x)$, соответствующая последней формуле, в разные моменты времени $t_1 < t_2 < t_3$. Все три кривые – синусоиды. По мере возрастания времени синусоида, не меняя своей формы, смещается вдоль оси x . Поэтому говорят, что обсуждаемая формула описывает бегущую волну, распространяющуюся вдоль оси x . Заметим, что если бы в аргументе синуса стоял «+», а не «-», то формула описывала бы волну, бегущую в противоположную сторону.

Пользуясь рисунком 7, легко пояснить, что такое длина волны: это такое расстояние, на котором фаза синусоиды меняется на 2π . Можно сказать и по-другому: это расстояние между двумя соседними максимумами (или любыми другими равнофазными точками синусоиды). Из первого определения, положив $x = \lambda$, получаем следующие соотношения:

$$k\lambda = 2\pi, \quad \lambda = 2\pi/k = 2\pi c/\omega = c/f = cT.$$

Последнее равенство ($\lambda = cT$) позволяет дать еще одно определение: длина волны – это расстояние, проходимое волной за время одного периода.

Пространственная структура радиоволны. Формулы зависимости $E(x, t)$ описывают волну, распространяющуюся вдоль оси x , но не дают представления о ее пространственной структуре, т.е. об ориентации векторов \vec{E} и \vec{H} . Ответ на этот вопрос можно получить, взглянув на рисунок 8. Видно, что векторы напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей взаимно перпендикулярны и, кроме того, перпендикулярны направлению распространения волны. В данном случае

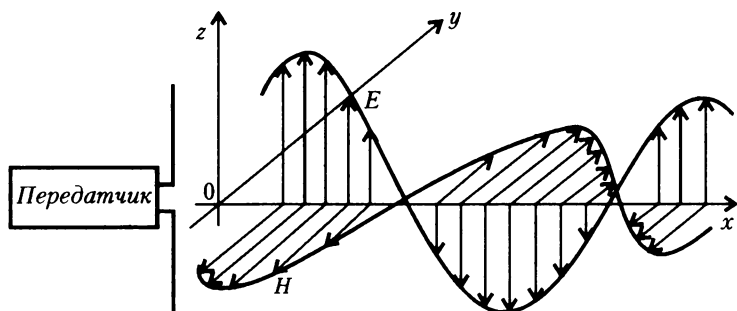


Рис.8. Электромагнитное поле радиоволны

направление распространения совпадает с осью x , вектор \vec{E} – с осью z , а вектор \vec{H} – с осью y . Ориентация \vec{E} и \vec{H} меняется на противоположную через каждые полволны, но всегда \vec{E} лежит в плоскости xz , а \vec{H} – в плоскости xy . Эту особенность кратко характеризуют одним словом: радиоволна является *поперечной*.

О расположении векторов \vec{E} и \vec{H} в радиоволне необходимо сказать еще несколько слов. Их ориентация в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, характеризует так называемую *поляризацию* радиоволны. Те волны, которые изображены на рисунках 5 и 8, называются линейно поляризованными, а плоскость, в которой лежат вектор \vec{E} и направление распространения, носит название плоскости поляризации. Обратите внимание: плоскость поляризации определяется ориентацией антенны передатчика. В данном случае антенна направлена вдоль оси z , поэтому и вектор \vec{E} лежит в плоскости xz . Но симметричный вибратор – это лишь простейший тип антенны. Более сложные устройства могут возбуждать волны иной поляризации, но всегда вектор \vec{E} будет перпендикулярен направлению распространения и волна останется поперечной.

На рисунке 9 показана плоскость yz , в которой лежат векторы \vec{E} и \vec{H} (ось x направлена на нас, вектор \vec{H} , расположенный вдоль оси y , на рисунке не изображен). Поляризация волны

здесь та же самая, что и на предыдущем рисунке, но, конечно, эта схема выглядит проще. Два положения вектора \vec{E} условно показывают, что в процессе распространения ориентация \vec{E} периодически меняется на противоположную. Конец вектора \vec{E} все время перемещается по одной линии (по оси z), что и оправдывает термин «линейная поляризация».

Теперь представим себе, что к передатчику подключена еще одна антенна – такой же симметричный вибратор, но ориентированный вдоль оси y (рис.10). Тогда в радиоволне появится еще одна составляющая \vec{E} , также расположенная вдоль оси y (см. рис.10,а). Если обе антенны совершенно одинаковы и фазы токов в них совпадают, результирующий вектор \vec{E} , равный сумме напряженностей полей от двух антенн, будет направлен

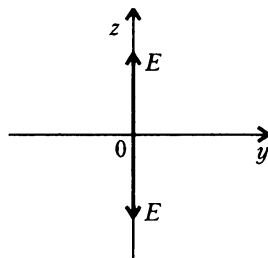


Рис.9. Электрическое поле в линейно поляризованной волне

под углом 45° к осям y и z . Волна все равно остается линейно поляризованной, но с иной плоскостью поляризации.

Более сложная картина возникает, если фазы токов I_y и I_z отличаются друг от друга. Пусть, например, $I_y = I_0 \sin \omega t$, а $I_z = I_0 \sin(\omega t + \delta)$, т.е. разность фаз между токами равна δ . Тогда появится разность фаз и у составляющих E_y и E_z :

$$E_y = E_0 \sin(\omega t - kx), \quad E_z = E_0 \sin(\omega t - kx + \delta).$$

Следовательно, E_y и E_z в данной точке x будут достигать максимума не одновременно, и результирующий вектор \vec{E} с течением времени станет отклоняться от направления, показанного на рисунке 10,а. Одновременно будет меняться и его величина. Поэтому конец вектора \vec{E} в течение периода опишет некоторую кривую. Расчет показывает, что эта кривая представляет собой эллипс, а волна называется *эллиптически поляризованной*. На рисунке 10,б изображен эллипс поляризации и несколько последовательных положений вектора \vec{E} при $\delta < 90^\circ$. Если $\delta = 90^\circ$, эллипс превращается в круг, и волна называется поляризованной по кругу, или волной с *круговой поляризацией*. С дальнейшим ростом δ снова возникает эллипс, но с другим углом наклона, а при $\delta = 180^\circ$ волна опять становится линейно поляризованной. При этом по сравнению с $\delta = 0$ плоскость поляризации поворачивается на 90° .

Эллиптическая поляризация является наиболее общим видом поляризации. Две другие – линейная и круговая – могут

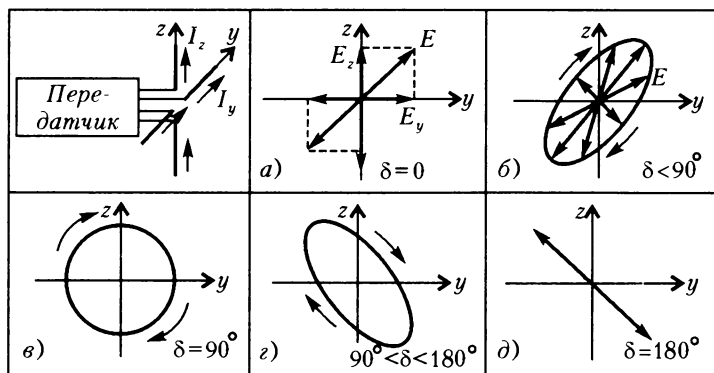


Рис. 10. Передатчик с двумя взаимно перпендикулярными антеннами и поляризация радиоволны в зависимости от фазового сдвига между токами

рассматриваться как частные случаи эллиптической, поскольку и отрезок прямой и окружность представляют собой частные, или, как говорят, вырожденные формы эллипса. Если малая полуось эллипса уменьшается до нуля, эллипс сжимается в отрезок прямой; если же обе полуоси равны друг другу, эллипс превращается в окружность. Эллиптическая поляризация определяется не только ориентацией и формой эллипса, но и направлением вращения вектора \vec{E} . Для круговой поляризации достаточно указать направление вращения. Направление вращения не влияет на скорость распространения волны только до тех пор, пока мы рассматриваем волну в вакууме. Существуют среды (мы познакомимся с ними позже), в которых скорости распространения волн с круговой поляризацией, но с разными направлениями вращения отличаются друг от друга.

Говоря о поляризации, мы все время обсуждаем ориентацию вектора \vec{E} и ничего не говорим о векторе \vec{H} . Специально рассматривать этот вопрос нет необходимости: вектор \vec{H} лежит в той же плоскости yz и всегда перпендикулярен \vec{E} . Поэтому, если, например, конец вектора \vec{E} описывает эллипс, то точно такой же эллипс, но повернутый на 90° , опишет конец вектора \vec{H} .

Вопрос о поляризации радиоволны очень важен для правильной ориентации приемной антенны. Простейшая приемная антенна — это тот же симметричный вибратор, но процессы в нем происходят в иной последовательности по сравнению с антенной передатчика. Если ток в передающей антенне возбуждает в пространстве электромагнитное поле, то в приемной антенне электромагнитное поле возбуждает ток. Конечно, этот ток очень слабый и его приходится обязательно усиливать, в чем, собственно, и заключается основная роль радиоприемника.

Когда провод (приемная антенна) попадает в электромагнитное поле радиоволны, электроны в проводе начинают двигаться в направлении, совпадающем с вектором \vec{E} . Но движение электронов — это и есть электрический ток, плотность которого \vec{J} , таким образом, ориентирована вдоль вектора \vec{E} . Поэтому, если мы хотим, чтобы в проводе возбуждался максимальный ток, надо расположить приемную антенну параллельно вектору \vec{E} . Для линейно поляризованной волны, показанной на рисунках 5 или 8, провод приемной антенны надо располагать вдоль оси z , т.е. параллельно антенне передатчика. Если наклонить приемную антенну на угол α к оси z , то вместо амплитуды E_0 надо

брать $E_0 \cos \alpha$. При $\alpha = 90^\circ$ ток в антенне совсем не пойдет, приемник работать не будет.

Волна с круговой поляризацией может приниматься на антенну, ориентированную в плоскости yz в любом направлении (от ориентации антенны будет зависеть только фаза наведенного в ней тока). Можно сделать и более сложную антенну, специально приспособленную для приема радиоволны с круговой или эллиптической поляризацией. Такая антенна состоит из двух взаимно перпендикулярных вибраторов, ориентированных вдоль осей y и z , т.е. точно так же, как и двойная антенна передатчика на рисунке 10. При подключении вибраторов к приемнику в цепи одного из них предусматривается фазовый сдвиг на ту же величину δ , что и в антеннах передатчика. Такая антенна позволяет принимать волну с круговой поляризацией и определенным направлением вращения вектора \vec{E} . При другом направлении вращения (если фазовые сдвиги δ в передающих и приемных антеннах отличаются на 180°) сигналы от двух скрещенных вибраторов взаимно скомпенсируют друг друга.

Радиоволны переносят энергию и импульс. Создание электрического и магнитного полей требует затраты определенной энергии (зарядка конденсатора, пропускание тока через катушку). Энергия источника здесь переходит в энергию электрического и магнитного полей. Нечто подобное происходит в пространстве при распространении электромагнитной волны: в том месте, где до прихода волны было пусто, появляются электрическое и магнитное поля. Эти поля возбуждаются, в конечном счете, передатчиком, а энергия от антенны к данной точке пространства переносится радиоволной.

Поток энергии в радиоволне характеризуется определенной величиной и направлением, т.е. является вектором. По имени английского физика, который ввел этот вектор (1884 г.), он называется *вектором Пойнтинга*. Мы будем обозначать его буквой \vec{S} . Поток энергии направлен в ту сторону, куда бежит волна (на рисунке 8, например, вдоль оси x). Вспомним, что радиоволна является поперечной и поэтому векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{S} образуют в каждой точке пространства тройку взаимно перпендикулярных векторов. Две части рисунка 11 соответствуют разным расстояниям от передатчика, отличающимся друг от друга на полволны (или на любое нечетное число полуволн). Когда направления векторов \vec{E} и \vec{H} одновременно меняются на противоположные, направление вектора \vec{S} остается неизменным (поток энергии всегда направлен от антенны). Для того

чтобы «повернуть» вектор \vec{S} в противоположную сторону, надо поменять ориентацию на 180° только одного из векторов \vec{E} или \vec{H} . Такая переориентация происходит, например, при отражении радиоволны от какого-либо препятствия (но об этом речь пойдет в следующей главе). Сформулируем простое правило, позволяющее определить направление потока энергии по заданным \vec{E} и \vec{H} в волне:

вектор \vec{S} перпендикулярен векторам \vec{E} и \vec{H} и направлен в ту сторону, в которую перемещается буравчик, если его вращать в направлении кратчайшего поворота от \vec{E} к \vec{H} (см. рис.11). Такое

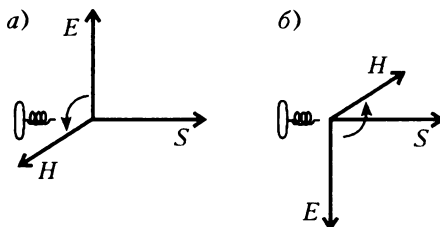


Рис.11. Взаимное расположение трех характерных векторов в радиоволне

строение носит название векторного произведения и символически обозначается с помощью квадратных скобок: $\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}]$. Если сомножители векторного произведения взаимно перпендикулярны (а в радиоволне $\vec{E} \perp \vec{H}$), то модуль произведения равен обычному произведению модулей сомножителей: $S = EH$. Воспользуемся формулой для E для радиоволны, показанной на рисунке 8, добавив аналогичное выражение для напряженности магнитного поля:

$$E_z = E_0 \sin(\omega t - kx), \quad H_y = H_0 \sin(\omega t - kx).$$

Тогда

$$S = E_z H_y = E_0 H_0 \sin^2(\omega t - kx) = \frac{1}{2} E_0 H_0 (1 - \cos(2(\omega t - kx))).$$

Это выражение так же, как и два предыдущих, описывает бегущую волну, но, благодаря тому, что в него входит $\sin^2(\omega t - kx)$, величина S нигде не меняет знак, хотя и пульсирует в любой точке x с удвоенной частотой 2ω (рис. 12). Поскольку среднее значение $\cos(2(\omega t - kx))$ за период пульсаций равно нулю, для среднего значения потока энергии получим $\bar{S} = \frac{1}{2} E_0 H_0$ (гори-

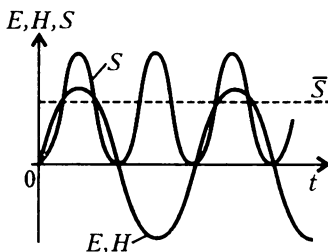


Рис.12. Пульсации мощности, переносимой радиоволной

горизонтальной чертой сверху будем обозначать среднее значение данной величины за период колебаний, или, в более общем случае, за определенный интервал времени).

В Международной системе единиц напряженность электрического поля измеряется в В/м, а магнитного – в А/м. Поэтому произведение напряженностей имеет размерность $A \cdot B/m^2 = Bt/m^2$, т.е. размерность мощности, приходящейся на единицу площади. Поскольку мощность равна энергии, затрачиваемой за единицу времени, например за 1 с, можно уточнить физический смысл вектора \vec{S} . А именно, этот вектор показывает, какая энергия переносится радиоволной за 1 с через площадку 1 м^2 , ориентированную перпендикулярно \vec{S} , или, что то же, лежащую в плоскости расположения векторов \vec{E} и \vec{H} . Заметим, что анализ размерностей физических величин нередко позволяет получить простым путем немало полезных соотношений. Приведенный пример служит тому наглядной иллюстрацией.

Теперь рассмотрим отношение E/H . В той же системе единиц оно имеет размерность сопротивления: $B/A = \text{Ом}$ и носит название волнового сопротивления, или *волнового импеданса*. Будем обозначать его буквой Z_0 :

$$Z_0 = E/H.$$

Эту величину можно рассчитать, пользуясь уравнениями Максвелла. Здесь же мы сразу приведем ответ без вычислений:

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi \text{ Ом} \approx 377 \text{ Ом}.$$

Подчеркнем, что указанная величина Z_0 относится только к пустому пространству (вакууму), что и отмечено индексом «0».

Зная энергию электромагнитной волны W_3 , легко рассчитать соответствующую ей массу m_3 , используя известное соотношение $W_3 = m_3 c^2$. Иными словами, можно ответить на вопрос: «Сколько весит радиоволна?» Оказывается, весит она чрезвычайно мало. Если радиопередатчик мощностью $P = 10 \text{ кВт}$ будет работать непрерывно целый год, то излученная им энергия составит $W_3 = Pt = 3 \cdot 10^{11} \text{ Дж}$, чему соответствует масса $m_3 \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ г}$.

Масса действительно оказалась малой, но тем не менее она не равна нулю, и поэтому легко понять, что радиоволна обладает и определенным импульсом (количеством движения). Следовательно, попадая на какой-нибудь предмет, волна оказывает на него механическое воздействие. Этот эффект был впервые обна-

ружен в 1899 году русским физиком П.Н.Лебедевым (1866 — 1912), который экспериментально доказал, что свет оказывает давление на твердые тела. В наше время световое давление проявляет себя не только в лабораторных установках, но и как фактор, который надо учитывать при анализе движения космических аппаратов. Особенно важно это в том случае, когда спутник имеет малую массу, но большую площадь. Такими были, например, американские спутники «Эхо», которые представляли собой надувные шары диаметром 30 — 40 м с оболочкой из очень тонкой алюминизированной пленки. Они предназначались для пассивной ретрансляции радиосигналов.

Известны проекты использования светового давления для движения космических кораблей, которые с этой целью должны быть оснащены «солнечным парусом». При этом парус, как показывают расчеты, должен иметь габариты, измеряемые сотнями метров. В этой связи значительными преимуществами обладает «радиопарус», на который направляется мощный поток радиоволн. Дело в том, что в отличие от солнечного света радиоволны имеют определенную длину волны, которую можно оптимальным образом согласовать с размерами и конструкцией «радиопаруса». Если, например, изготовить его в виде цилиндра с продольной щелью, то сила давления радиоволны будет действовать в направлении, противоположном ориентации щели. При повороте цилиндра вокруг своей оси направление тяги, создаваемой «радиопарусом», будем меняться.

Теперь попробуем выяснить, как убывают амплитуды E_0 и H_0 с удалением от антенны. Представим себе, что мы включили передатчик на короткое время Δt , после чего снова его выключили. Проследим за возникшей при этом радиоволной (рис. 13, а), считая для простоты рассуждений, что радиоволны излу-

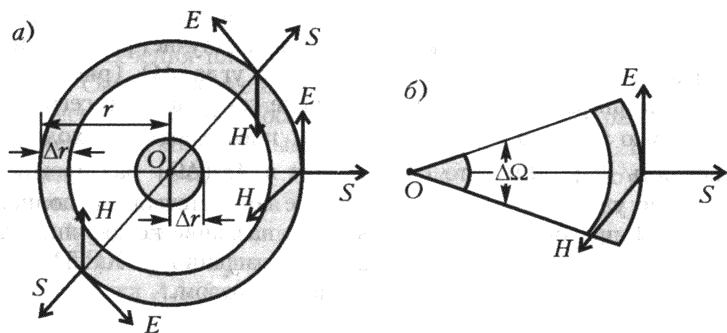


Рис. 13. а) Сферическая радиоволна; б) волна, ограниченная углом $\Delta\Omega$

чаются во все стороны с одинаковой интенсивностью. К моменту выключения передатчика электромагнитное поле успеет распространиться на расстояние $\Delta r = c\Delta t$ и заполнит объем в виде шара радиусом Δr . После того как передатчик выключится, радиоволна, оторвавшаяся от антенны, продолжит свой путь. Спустя некоторое время t , т.е. к моменту $t + \Delta t$, вблизи антенны электромагнитного поля уже не будет, а область, где оно сосредоточится, примет вид шарового слоя толщиной Δr и внешним радиусом $r = c(t + \Delta t)$. В дальнейшем радиус r будет продолжать увеличиваться с той же скоростью c , а толщина слоя будет оставаться неизменной.

Далее воспользуемся законом сохранения энергии. Если антенна излучала радиоволны со средней за период мощностью P , то вся она войдет в указанный выше шаровой слой. Поэтому на 1 м^2 его поверхности площадью $4\pi r^2$ будет приходиться мощность $P/(4\pi r^2)$. Эта мощность равна $E_0 H_0/2$, или $E_0^2/(2Z_0)$. Таким образом, $P/(4\pi r^2) = E_0^2/(2Z_0)$, и амплитуда напряженности электрического поля на расстоянии r определяется по формуле

$$E_0 = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{PZ_0}{2\pi}} \approx \frac{1}{r} \sqrt{60P}.$$

Аналогично выглядит выражение и для H_0 . Мы установили очень важный закон (о котором уже упоминали раньше): напряженности электрического и магнитного полей в радиоволне убывают обратно пропорционально расстоянию. Этот закон связан с распределением излучаемой мощности по сферической поверхности, или, как говорят, со сферической расходимостью волны. Волны такого типа называют сферическими, хотя равномерное распределение мощности по всей площади сферы не является необходимым условием для зависимости $E_0 \sim 1/r$. Действительно, предположим, что антенна излучает радиоволны только в пределах некоторого телесного угла $\Delta\Omega$ (рис.13,б), который опирается на площадку в виде сферического сегмента площадью $r^2\Delta\Omega$. В этом случае на 1 м^2 поверхности приходится мощность $P/(r^2\Delta\Omega)$, что превосходит в $4\pi/(\Delta\Omega)$ раз прежнее значение удельной мощности, которое соответствовало полной сфере. Поправочный множитель носит название коэффициента направленного действия антенны (сокращенно – КНД), мы будем обозначать его буквой D . Таким образом,

$$D = \frac{4\pi}{\Delta\Omega}, \text{ и } E_0 = \frac{1}{r} \sqrt{60PD}.$$

Полученные формулы позволяют рассчитать амплитуду волны, а для описания полного поля к ним надо добавить синусоидальный множитель. Раньше мы писали его в виде $\sin(\omega t - kx)$, поскольку рассматривали волну, бегущую вдоль оси x . В сферической волне распространение происходит вдоль радиуса, поэтому осциллирующий множитель надо заменить на $\sin(\omega t - kr)$. Теперь можно написать полную формулу для напряженности электрического поля в сферической волне:

$$E = \frac{A}{r} \sin(\omega t - kr), \text{ где } A = \sqrt{60PD}.$$

Наряду со сферической волной часто используется понятие плоской волны. Ее можно наглядно представить, если, зафиксировав площадь шарового сегмента, т.е. положив $r^2 \Delta\Omega = \text{const}$, устремить радиус сферы к бесконечности. При этом телесный угол $\Delta\Omega$ будет стремиться к нулю, выпуклость сегмента все время будет уменьшаться и он постепенно станет плоским. Какое бы направление распространения сферической волны мы ни рассматривали, векторы \vec{E} и \vec{H} лежат в плоскости, перпендикулярной выбранному радиусу, так как радиоволна является поперечной. Если ввести локальную прямоугольную систему координат, совместив ось x с радиусом, а оси y и z — с векторами \vec{H} и \vec{E} , мы придем к формуле, которая описывает плоскую волну. Очевидно, что заменить выпуклую площадку плоской можно только на ограниченном участке сферы. Попробуем оценить предельные размеры эквивалентной плоской площадки. Взгляните на рисунок 14. Здесь

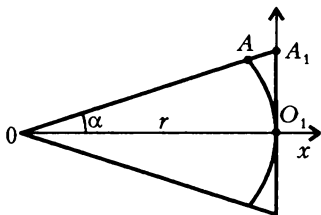


Рис. 14. Эквивалентность сферической и плоской волн при небольших размерах площадки

показаны сечения плоскостью чертежа сферической площадки — дуга O_1A и участка плоскости — прямая O_1A_1 . Переходя от сферической волны к плоской, мы заменяем истинное расстояние до антенны несколько иным расстоянием до плоскости. В центре площадки, в точке O_1 (в начале локальной прямоугольной системы координат), оба расстояния совпадают, а на краю, в точке A_1 , расходятся сильнее всего. Для того чтобы за счет этого расхождения фаза волны менялась несущественно, надо, чтобы длина отрезка AA_1 была намного меньше длины волны: $AA_1 \ll \lambda$. Далее следуют несложные геометрические выкладки:

$$AA_1 = OA_1 - r = \sqrt{r^2 + O_1A_1^2} - r \approx \frac{O_1A_1^2}{2r} \ll \lambda.$$

Мы воспользовались тем, что $O_1 A_1 \ll r$ (рассматриваются малые по сравнению с расстоянием до антенны площадки), и приближенно извлекли квадратный корень: $\sqrt{1+\epsilon} \approx 1 + \epsilon/2$ при $\epsilon \ll 1$. Окончательный результат таков:

$$O_1 A_1 \ll \sqrt{2\lambda r}.$$

Это же неравенство можно переписать и для углового отклонения $\alpha \approx O_1 A_1 / r$ (рассматриваются малые углы):

$$\alpha \ll \sqrt{2\lambda / r}.$$

Обратите внимание: условие эквивалентности небольшого участка сферической волны и плоской волны содержит не только геометрический фактор (расходимость), но и длину волны.

Осталось выяснить еще один вопрос. В формулах, описывающих плоскую волну, отсутствует зависимость $1/r$, характерная для сферической волны. Как же можно считать эти волны эквивалентными даже при условии выполнения последних неравенств? Оказывается, существует еще одно ограничение. Зафиксируем некоторое достаточно большое расстояние r_0 , от которого будем отсчитывать координату x . Для этого в формуле для E положим $r = r_0 + x$. До тех пор пока $x \ll r_0$, амплитуда волны практически не меняется, так как $1/r \approx 1/r_0$. Далее можно ввести новые обозначения для постоянных величин, положив $A/r_0 = E_0$ и $kr_0 = \varphi_0$. В новых обозначениях получим

$$E = E_0 \sin(\omega t - kx - \varphi_0).$$

Теперь отличие свелось только к постоянной фазе φ_0 , что не играет никакой роли и объясняется тем, что прежде координата x отсчитывалась от антенны, а теперь — от некоторого расстояния r_0 .

Несмотря на то что переход от сферической волны к плоской связан, как мы убедились, с рядом ограничений, понятие плоской волны широко используется для изучения волновых процессов. Однако такое обобщение, очень удобное для расчетов, таит в себе некоторое противоречие. В самом деле, плоская волна, распространяющаяся вдоль оси x , имеет во всей плоскости yz одну и ту же напряженность поля, и через 1 м^2 этой плоскости проходит одна и та же мощность. Следовательно, полная мощность, проходящая через всю плоскость yz , равна бесконечности. Поэтому «настоящую» плоскую волну может возбудить только бесконечно мощный источник, удаленный на бесконечно большое расстояние. Все же реальные источники возбуждают сфери-

ческие волны, которые могут рассматриваться как плоские лишь на ограниченных участках.

Чтобы окончательно разделиться с геометрическими характеристиками рассмотренных волн, познакомимся еще с одним понятием. Речь идет о *фазовом фронте*. Фазовым фронтом называют геометрическое место точек, в которых в данный момент времени фаза волны имеет постоянное значение. Для сферической волны фазовый фронт в момент $t = t_0$ определяется из условия $\omega t_0 - kr = \text{const}$. Отсюда следует, что r также должно быть постоянной величиной, т.е. фазовый фронт представляет собой сферу. Величина ее радиуса зависит от времени t_0 и выбора константы. Для плоской волны $\omega t_0 - kx = \text{const}$, и, следовательно, постоянной величиной является координата x . Но в трехмерном пространстве $x = \text{const}$ — это уравнение плоскости yz . Поэтому фазовый фронт представляет собой плоскость, перпендикулярную направлению распространения волны.

Радиоволну можно направить в нужном направлении. Рассматривая радиоволны с разными геометрическими свойствами (сферические, плоские), мы совершенно не интересовались устройством антенн. На рисунке 13, например, антенны условно изображались просто в виде точек, хотя легко догадаться, что для создания всенаправленного излучения (см. рис.13,а) или сконцентрированного в определенном направлении (см. рис.13,б) нужны совсем разные излучатели.

Начнем с рассмотрения простейшей антенны — симметричного вибратора очень малых (по сравнению с длиной волны) размеров. Такой маленький вибратор называют элементарным диполем, или *диполем Герца*. На рисунке 15 показаны силовые линии электрического поля в тот момент, когда под действием передатчика в верхней половине диполя сосредоточился положительный заряд, а в нижней — отрицательный. Структура поля на рисунке соответствует ближней зоне, где радиоволны еще не «оторвались» от антенны. В этом случае вектор \vec{E} в каждой точке ориентирован по касательной. В волновой зоне поле перестроится таким образом, что вектор \vec{E} станет перпендикуляр-

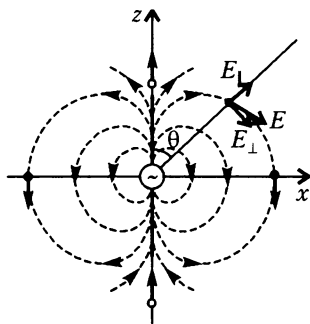


Рис. 15. Силовые линии электрического поля вблизи диполя Герца

ным направлению распространения волны, т.е. лучу, проведенному из начала координат.

Посмотрите еще раз на рисунок 15 и сравните ориентации вектора \vec{E} вдоль разных направлений. Вдоль оси x электрическое поле перпендикулярно направлению распространения уже в ближней зоне. Поэтому оно легко перестраивается в поперечную волну, и антенна в этом направлении излучает сильнее всего. По мере отклонения от оси x к оси z перпендикулярность \vec{E} к лучу, идущему от антенны, нарушается. Например, на луче, направленном под углом $\theta \neq 90^\circ$, наряду с перпендикулярной составляющей поля \vec{E}_\perp появляется еще продольная составляющая \vec{E}_\parallel , направленная вдоль луча. Но вклад в излучение дает только поперечная составляющая, величина которой равна $E \sin \theta$ (E – полное поле), а продольная составляющая не «отрывается» от антенны. Следовательно, под углом $\theta \neq 90^\circ$ антенна будет излучать слабее, чем вдоль x . Если же рассмотреть поле вдоль оси z , то здесь мы не обнаружим перпендикулярной составляющей, поэтому в этом направлении антенна не излучает вовсе.

Распределение излучения по направлениям характеризуется так называемой диаграммой направленности антенны. *Диаграмма направленности* представляет собой кривую, по которой легко определить, как излучает антенна в данном направлении. Для этого надо провести радиус-вектор из начала координат в интересующем нас направлении – его длина до точки пересечения с диаграммой равна, в определенном масштабе, напряженности поля в радиоволне.

Попробуем описать диаграмму направленности элементарного диполя. Нам необходимо представить себе объемную картину, в которой направление излучения характеризуется в полярной системе координат двумя углами: θ (полярный угол) и ψ (азимут). Полярную ось совместим с направлением оси диполя (ось z) и нарисуем диаграмму направленности в двух плоскостях. На рисунке 16,а показана диаграмма направленности в плоскости xu . Мы как бы смотрим на антенну сверху, и она проектируется в точку в начале координат. В этой плоскости все направления эквивалентны, от угла ψ ничего не зависит и диаграмма направленности представляет собой окружность. В плоскости xz (рис. 16,б) дело обстоит совсем не так. Диаграмма направленности имеет максимум вдоль оси x и нулевую величину вдоль оси z – соответствующая кривая напоминает лежащую на боку восьмерку. Математически она выражается формулой $E(\theta) = E_m \sin \theta$, где E_m – амплитуда поля в направлении

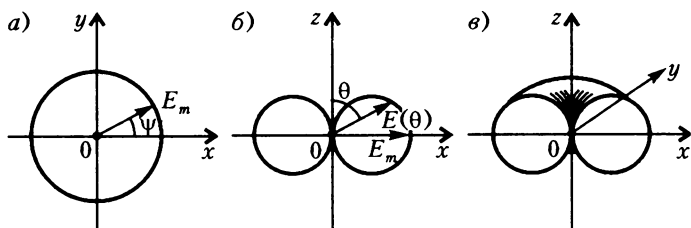


Рис.16. Диаграмма направленности диполя Герца: а) сечение плоскостью xy ; б) сечение плоскостью xz ; в) объемная диаграмма

максимума излучения. Полная объемная диаграмма направленности имеет вид бублика, который получится, если вращать восьмерку вокруг оси z (рис.16,в). Величина E_m , разумеется, зависит от расстояния и от мощности передатчика, но при определении диаграммы направленности эти величины считаются фиксированными. Если бы мы захотели получить такую формулу для E , где в явном виде наряду с угловой зависимостью вошла бы и третья координата – дальность, то следовало бы написать

$$E = \frac{A \sin \theta}{r} \sin(\omega t - kr).$$

Согласно терминологии, введенной в конце предыдущего раздела, эта формула описывает сферическую волну с амплитудой, зависящей от угла θ . В общем случае, для более сложных антенн, вместо $\sin \theta$ в формуле появится функция $f(\theta, \psi)$:

$$E = \frac{A}{r} f(\theta, \psi) \sin(\omega t - kr).$$

Так выглядит формула, описывающая сферическую волну, излучаемую антенной с диаграммой направленности $f(\theta, \psi)$. Коэффициент A в этой формуле и в предыдущей зависит от мощности излучения: $A = \sqrt{60P}$ (коэффициент направленности D здесь писать не следует, так как направленные свойства диполя уже учтены множителем $\sin \theta$).

Можно пойти еще дальше, связав A с током в вибраторе I . По общей формуле мощность равна произведению I^2 на некоторое сопротивление, которое называют *сопротивлением излучения* и обозначают обычно R_Σ . Не следует путать R_Σ с активным сопротивлением проводов R_a , так как за счет R_a провод просто греется, а не излучает радиоволны. С другой стороны, нам известно сопротивление Z_0 , связанное с волной.

Поэтому естественно предположить, что $R_{\Sigma} = \gamma Z_0$, где γ — безразмерный коэффициент пропорциональности. Ясно, что γ должно зависеть от длины вибратора l , или, точнее, от отношения l/λ , чтобы получить безразмерную величину (других величин с размерностью длины здесь нет). Полная формула для R_{Σ} такова:

$$R_{\Sigma} = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 Z_0.$$

Множитель $2\pi/3$ находится в результате точных расчетов и из соображений размерности его получить нельзя, но можно объяснить, почему в формулу вошел квадрат отношения l/λ . Для этого напомним формулу мощности:

$$P = I^2 R_{\Sigma} = \frac{2\pi}{3} \left(I \frac{l}{\lambda} \right)^2 Z_0.$$

Видно, что ток входит в комбинации Il/λ . Это можно понять — ток излучает тем сильнее, чем больше длина провода, выраженная в длинах волн.

Найденному соотношению можно придать несколько иную форму, выразив P через дипольный момент антенны d , который ориентирован так же, как и ток, вдоль оси z , а по абсолютной величине равен $d = ql$, где q — электрический заряд, возникающий на концах диполя. Поскольку $I = dq/dt$, то при $q = q_m \sin \omega t$ получим $I = \omega q_m \cos \omega t = I_m \cos \omega t$. Между действующими значениями тока и дипольного момента существует, таким образом, связь: $I = \omega q = \omega d / l$, что приводит к следующей формуле для мощности:

$$P = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{\omega d}{\lambda} \right)^2 Z_0.$$

До тех пор пока размеры диполя достаточно малы ($l/\lambda \ll 1$), его направленные свойства всегда характеризуются множителем $\sin \theta$. Однако можно сконцентрировать излучение в узком секторе углов, если сделать более сложную антенну, состоящую из нескольких вибраторов. Возьмем для определенности 5 диполей и расположим их вдоль оси y на равных и не очень больших (меньше полволны) расстояниях друг от друга (рис. 17). Излучатели питаются от передатчика *синфазно*. Синфазность легко обеспечить, если проследить за тем, чтобы кабели питания, их называют *фидерами*, соединяющие передатчик с антеннами, имели одинаковую длину. На рисунке 17,а схематически показаны дополнительные петли в фидерах, которые выравнивают их длины: чем ближе к передатчику расположена антенна, тем

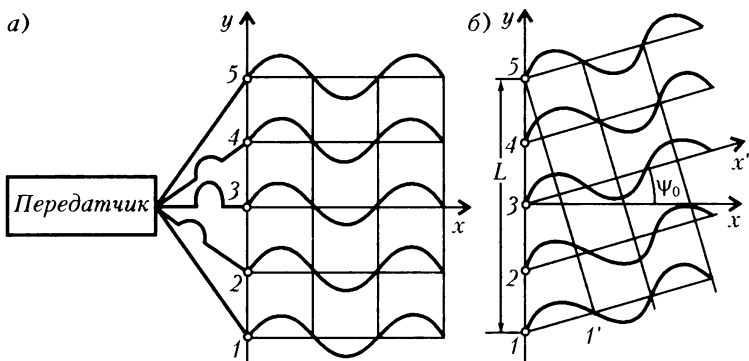


Рис.17. Фазированная антенная решетка: а) подключение вибраторов к передатчику и интерференция волн в направлении оси x ; б) интерференция волн под углом ψ_0

длиннее делается петля. Антенны такого типа (иногда они состоят из тысяч вибраторов) носят название *фазированных антенных решеток*. Проследим, как распространяются радиоволны от отдельных излучателей в направлении оси x . Видно, что все волны имеют одну и ту же фазу. Они все складываются, и напряженность электрического (и магнитного) поля в этом направлении окажется в 5 раз больше, чем от одной антенны. Взаимодействие нескольких волн в пространстве носит название *интерференции*. В данном случае интерференция привела к усилению результирующей волны, но в других направлениях может произойти и взаимное ослабление волн. Рассмотрим вместо оси x ось x' , расположенную под углом ψ_0 (см. рис.17,б). На самой антенне колебания по-прежнему остаются синфазными, но в дальнейшем возникнет разность фаз из-за отличия в длинах путей от разных точек 1, 2, 3... На рисунке угол ψ_0 подобран таким образом, чтобы фазы волн от крайних излучателей (точки 1 и 5) отличались друг от друга на 180° . При этом волны, идущие от диполей 1 и 5, будут полностью гасить друг друга. Волны от остальных элементов также ослабят друг друга, причем и без точных вычислений ясно, что вдоль оси x' результирующее излучение окажется намного слабее, чем вдоль оси x . Можно определить и такое направление, где полностью скомпенсируют друг друга волны от всех пяти излучателей (это направление мало отличается от рассматриваемого x'). Определим угол ψ_0 , под которым направлена ось x' . Для этого рассмотрим треугольник $11'5$. Его сторона $11'$ (именно она определяет разность длин двух крайних лучей) равна $L \sin \psi_0$,

где L – длина всей антенны. Если мы хотим создать остро направленную антенну, надо, чтобы угол ψ_0 был мал, поэтому можно считать $\sin \psi_0 \approx \psi_0$. Приравняв длину отрезка $11'$ половине длины волны $\lambda/2$ (это условие обеспечивает фазовый сдвиг 180°), получим $\psi_0 \approx \lambda (2L)$. Диаграмма направленности антен-

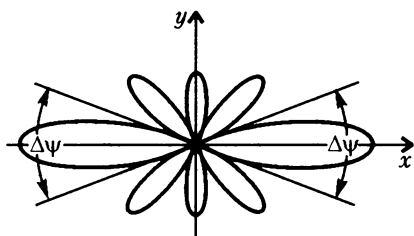


Рис.18. Диаграмма направленности фазированной антенной решетки

ной решетки зависит от двух углов – θ и ψ . На рисунке 18 показано сечение диаграммы направленности плоскостью xu . Диаграмма имеет несколько лепестков. Основное излучение сосредоточено в двух противоположных направлениях в секторе углов $\Delta\psi = 2\psi_0 \approx \lambda/L$. Это – ос-

новные лепестки. Кроме того, имеются еще несколько боковых лепестков. Число боковых лепестков и их относительный уровень зависят от геометрии антенной решетки и от длины волны.

Конечно, наши рассуждения не являются вполне строгими, так как мы рассматриваем разность хода только краевых волн. Приблизительный характер оценок подчеркивается знаком приблизительного равенства в последней формуле. Расчет можно было бы уточнить, но в этом нет необходимости. Важно, что зависимость ширины угла $\Delta\psi$ от λ и L получилась совершенно правильной. В ней проявляется характерное свойство любого волнового процесса (не только радиоволн): концентрация излучения происходит тем эффективнее, чем больше размеры излучающей системы и меньше длина волны. Если, например, мы хотим сосредоточить излучение в пределах угла $\Delta\psi \approx 1^\circ \approx 1/60$ рад, то полный размер антенны $L \approx 60\lambda$. Для длины волны $\lambda = 25$ м (диапазон коротких волн – КВ) получим $L \approx 1500$ м, т.е. антенна должна иметь километровые размеры, и поневоле в КВ-диапазоне приходится применять антенные решетки, состоящие из отдельных вибраторов.

Совсем иначе обстоит дело, если взять достаточно короткую волну. На длине волны $\lambda = 1$ см (диапазон сверхвысоких частот – СВЧ) антенна, обеспечивающая ту же направленность, имеет размеры $L \approx 60$ см. При таких сравнительно малых размерах можно применять антенны в виде сплошного зеркала, подобного тому, которое имеется в оптических прожекторах. Эти антенны так и называются – зеркальные. На рисунке 19 показана зеркальная параболическая антенна. Форма зеркала – параболо-

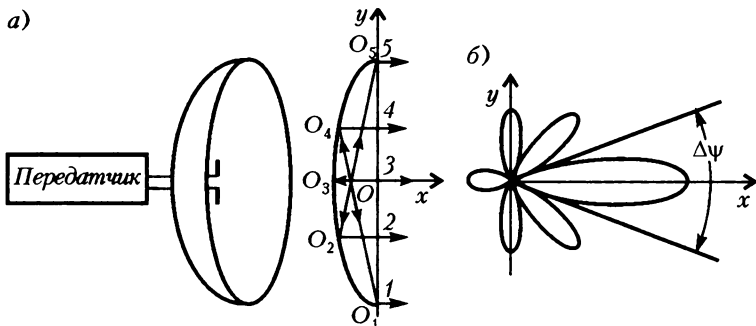


Рис. 19. Параболическая антенна (а) и ее диаграмма направленности (б)

ид вращения, а его сечение плоскостью чертежа – парабола. Почему именно парабола? Дело в том, что парабола обладает следующим свойством: если провести линию от некоторой точки, называемой фокусом (точка O на рисунке 19), до кривой, а далее – параллельно оси параболы (ось x) до антенного раскрытия, то длины ломаных лучей OO_22 , OO_33 , ... будут равны друг другу (для крайних точек раскрытия в ломаных лучах остается только одно звено). Но на равных расстояниях радиоволна приобретает одну и ту же фазу. Поэтому электромагнитные поля в точках 1, 2, 3, ... на раскрытии антенны окажутся синфазными, т.е. здесь создается плоский фазовый фронт. Легко усмотреть аналогию с фазированной решеткой, в которой синфазность излучателей обеспечивалась выравниванием длин фидеров, идущих от передатчика. В параболической же антенне роль «фидеров» играют ломаные лучи. Формула для $\Delta\psi$ остается справедливой, только вместо L в нее надо подставить диаметр параболической антенны a , т.е. $\Delta\psi \approx \lambda/a$. Диаграммы направленности двух антенн также очень схожи, но параболическая антенна почти не излучает в сторону отрицательных значений x .

Как видим, аналогия между двумя антеннами очень нам помогла, но читатель вправе в ней усомниться. Дело в том, что в плоскости фазированной решетки, в точках 1, 2, 3, ... на рисунке 17, находятся реальные вибраторы, каждый из которых излучает равномерно во все стороны. В дальнейшем в результате интерференции элементарных волн возникает направленное излучение. Когда же мы рассматриваем плоскость раскрытия параболической антенны, то в точках 1, 2, 3... на рисунке 19 никаких вибраторов нет. Возникает вопрос: можно ли считать, что эти точки фазового фронта излучают так же, как и настоящие

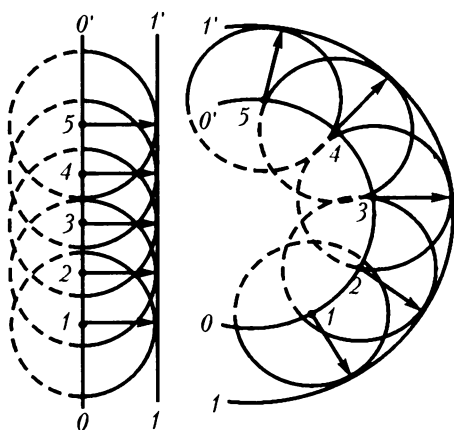


Рис. 20. Принцип Гюйгенса. Движение фазового фронта от $00'$ к $11'$ в плоской и сферической волнах

становится новой волновой поверхностью. При этом обратные волны – пунктирные полуокружности на рисунке 20 – во внимание не принимаются. В первоначальной формулировке принципа Гюйгенса не говорится об интерференции элементарных волн. Это существенное добавление было сделано французским физиком О.Френелем в 1815 году. Согласно принципу Гюйгенса–Френеля, результирующее поле в любой точке за волновым фронтом равно сумме полей элементарных волн, излучаемых от всех точек волновой поверхности. Основываясь именно на этом принципе, мы имеем право рассматривать точки 1, 2, 3, ... в раскрыве параболоида как элементарные антенны и пользоваться формулой, выведенной для антенной решетки.

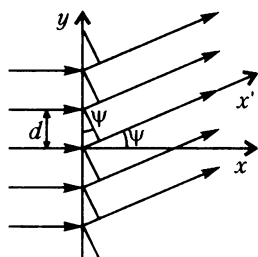


Рис. 21. Интерференция гасит излучение во всех направлениях, кроме исходного

Геометрическое построение, поясняющее принцип Гюйгенса, позволяет одновременно уточнить понятие лучей: *лучи представляют собой линии, перпендикулярные волновым фронтам.*

Почему трудно сконцентрировать радиоизлучение в каком-нибудь одном направлении? Ответ на этот вопрос дается на основании формулы $\Delta\psi \approx \lambda/L$. Если мы хотим сузить сектор углов $\Delta\psi$ до нуля, нам придется сделать бесконечно большую антенну ($L \rightarrow \infty$). Физи-

антенны? Оказывается, такое рассмотрение вполне допустимо, и оно проводится более четко с помощью так называемого принципа Гюйгенса, сформулированного голландским физиком Х.Гюйгенсом в 1678 году. Согласно этому принципу, каждую точку поверхности, которой достигает в данный момент волна, можно рассматривать как центр вторичных элементарных волн, огибающая которых

ческий смысл этого утверждения поясняется с помощью рисунка 21. Фазовый фронт бесконечного антенного раскрыва охватывает всю плоскость yz . Его сечение плоскостью чертежа совпадает с осью y , вдоль которой фаза волны имеет одно и то же значение. Покажем, что волна не может отклониться от нормали к фазовому фронту, т.е. от направления оси x . Действительно, рассмотрим любое другое направление x' под углом ψ к первоначальному. Разобьем ось y на равные отрезки, подобрав их длину d так, чтобы разность фаз по двум соседним лучам составила 180° . Из условия $d \sin \psi = \lambda/2$ следует, что требуемое значение длины отрезков равно $d = \lambda/(2 \sin \psi)$. При таком выборе d соседние лучи будут гасить друг друга, и волна в направлении x' не пойдет.

Полученный результат можно представить в весьма общем виде с помощью так называемых *соотношений неопределенностей*. Фактически мы с ними уже встречались, когда убедились, что чем шире антенный раскрыв, тем уже сектор углов, в котором сосредоточено излучение. Для более точной формулировки нам потребуется ввести понятие волнового вектора. С волновым числом $k = 2\pi/\lambda$ мы познакомились, когда рассматривали волну, бегущую вдоль оси x . Если волна распространяется в каком-нибудь ином направлении, то удобно вместо волнового числа k рассматривать волновой вектор \vec{k} . Его абсолютная величина по-прежнему равна $2\pi/\lambda$, а ориентация совпадает с направлением распространения волны. Проекции вектора \vec{k} на оси x и y равны, соответственно (рис.22), $k_x = k \cos \psi$, $k_y = k \sin \psi$ (пока что считаем для простоты, что вектор \vec{k} лежит в плоскости xy и, следовательно, $k_z = 0$). Тогда формула для напряженности электрического поля обобщается следующим образом:

$$E = E_0 \sin(\omega t - k_x x - k_y y).$$

Сумму $k_x x + k_y y$ обозначают более кратко $(\vec{k}\vec{r})$ и называют скалярным произведением векторов \vec{k} и \vec{r} .

Вернемся снова к фазовому фронту, расположенному вдоль оси y , но ограниченному размерами антенного раскрыва Δy . Мы уже знаем, что ограничение фронта волны приводит к излуче-

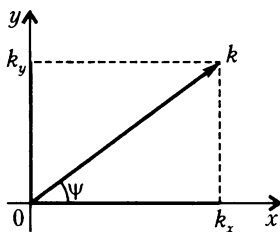


Рис.22. Волновой вектор и его составляющие

нию в пределах угла $\Delta\psi \approx \lambda/\Delta y$. Когда $\Delta y \rightarrow \infty$, волна распространяется точно вдоль оси x и проекции волнового вектора \vec{k} таковы: $k_x = k$, $k_y = 0$. Возникновение излучения под углом ψ можно трактовать, как появление второй проекции $k_y = k \sin \psi$. Обозначим ее Δk_y . В пределах малого угла $\Delta k_y \approx k \Delta\psi$, и $\Delta\psi \approx \Delta k_y/k$. Но $\Delta\psi \approx \lambda/\Delta y$ и $k = 2\pi/\lambda$. Тогда

$$\Delta k_y \Delta y \approx 2\pi.$$

Это и есть соотношение неопределенностей. Оно справедливо для любых волновых процессов, а не только для радиоволн. Смысл самого термина «неопределенность» поясняется следующим образом: ограничение фронта волны по оси y приводит к появлению излучения по всем направлениям в пределах угла $\Delta\psi$, т.е. ориентация вектора \vec{k} становится неопределенной. Чем точнее известно место, откуда излучается волна, или, что то же самое, чем меньше Δy , тем неопределеннее направление излучения \vec{k} (больше Δk_y). Сказанное поясняется рисунком 23.

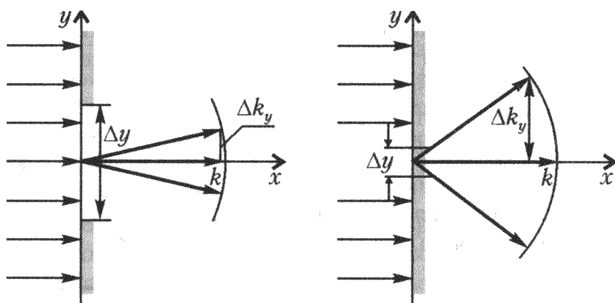


Рис.23. Соотношение неопределенностей

Обобщение соотношения неопределенностей на двухмерный антенный раскрыв с размерами Δy и Δz по осям y и z не представляет труда:

$$\Delta k_y \Delta y \approx 2\pi, \quad \Delta k_z \Delta z \approx 2\pi.$$

Третью формулу $\Delta k_x \Delta x \approx 2\pi$ писать не надо, так как мы рассматриваем волну, свободно распространяющуюся вдоль оси x (можно считать $\Delta x \rightarrow \infty$ и $\Delta k_x \rightarrow 0$). Если же ограничить область распространения по всем трем осям, т.е. рассматривать замкнутый объем, то все три соотношения неопределенностей становятся равноправными. Две последние формулы позволяют

представить сектор излучения из узкой щели, ориентированной, например, вдоль оси y . Если щель длинная и узкая ($\Delta z \ll \Delta y$), то сектор излучения будет широким в плоскости xz и узким в плоскости xy (рис.24). Появление новых составляющих вектора \vec{k} не ме-

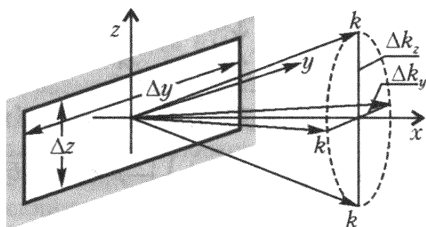


Рис.24. Фазовый фронт, ограниченный длинной щелью

няет его абсолютной величины, поскольку всегда $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$.

Почему звук удается излучать равномерно во все стороны, а радиоволну — нет? Подумаем, как можно было бы сделать всенаправленный, или, как говорят, *изотропный* излучатель радиоволн. Очевидно, если мы хотим добиться полной симметрии излучения, нам придется сконструировать полностью симметричную антенну.

Те антенны, которые мы пока рассматривали, этому условию не удовлетворяют. О параболоиде и говорить нечего, а диполь Герца, хотя и называется симметричным вибратором, но имеет выделенное направление — ось диполя. Поэтому в объемной диаграмме направленности симметрия проявляется только в плоскости, перпендикулярной оси диполя, в плоскости же, проходящей через его ось, диаграмма совсем не похожа на окружность, а вдоль самой оси излучение вообще отсутствует. Что же мешает сделать полностью симметричную, т.е. сферическую антенну?

Отвлечемся ненадолго от радио и рассмотрим звуковую волну. Она представляет собой периодические изменения плотности вещества и давления в среде. Движения частиц в звуковой волне также являются периодическими, причем колебания частиц (например, молекул воздуха) происходят в том же направлении, что и распространение волны. Таким образом, в отличие от радиоволны, *звуковая волна является продольной*. Звук, как известно, возбуждается быстро колеблющимися предметами. Если взять в качестве излучателя пульсирующую сферу, то от нее во все стороны вдоль радиусов побегут звуковые волны. На любой концентрической с излучателем сферической оболочке структура волны будет одной и той же: частицы повсюду колеблются вдоль радиуса с одинаковой скоростью, интенсивность излучения от направления не зависит (рис.25,а).

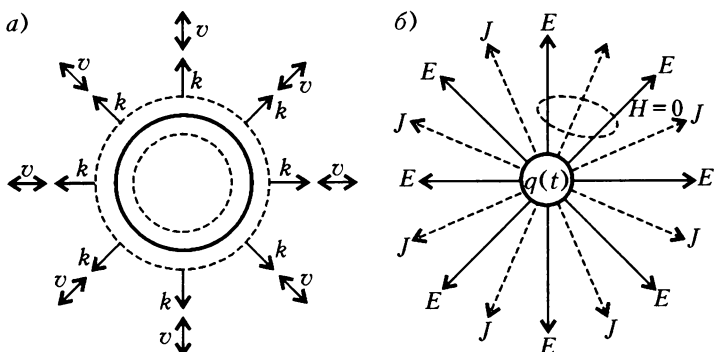


Рис.25. а) Пульсирующая сфера излучает звук по всем направлениям; б) пульсирующий электрический заряд и радиальный ток не создают магнитного поля

Попробуем построить такой же излучатель для радиоволн. Поскольку компонентами радиоволны являются поля \vec{E} и \vec{H} , в качестве источников нам потребуются временные заряды и токи. Начнем с самой простой конструкции. Пусть на той же самой пульсирующей сферической оболочке, которая хорошо излучает звук, находится постоянный электрический заряд q_0 , равномерно распределенный по всей поверхности. Будет ли он излучать радиоволны? Легко убедиться, что излучения не будет. Действительно, электрическое поле внутри сферы равно нулю, а вне сферы имеет только радиальную составляющую $E_r = q_0/r^2$, где r – расстояние до центра сферы. Поскольку при пульсациях оболочки r остается неизменным, то $E_r = \text{const}$. Что же касается магнитного поля, то оно вообще равно нулю, так как вне сферы отсутствуют токи и переменные электрические поля. Следовательно, электромагнитная волна не возникает.

Усложним нашу антенну. Пусть радиус сферы остается постоянным, а ее заряд $q(t)$ периодически меняется. Теперь как будто бы все в порядке: вокруг пульсирующего заряда возникает радиальное переменное электрическое поле $E_r = \frac{q(t)}{r^2}$, оно порождает переменное магнитное поле \vec{H} , и от пульсирующего заряда побежит сферически симметричная электромагнитная волна. Оказывается, этого не произойдет, так как заряд не может ни возрасти, ни убавиться сам по себе. Для того чтобы изменять заряд, на сферу вдоль радиусов придется пустить переменный электрический ток. Если он равномерно распределен по всей

сфере, то связь между плотностью радиального тока J_r на расстоянии r от центра и полным зарядом $q(t)$ дается уравнением $\frac{dq}{dt} = -4\pi r^2 J_r$. Это – так называемое *уравнение непрерывности*, которое связывает изменение заряда во времени в некотором объеме с током, протекающим через поверхность, ограничивающую данный объем. Уравнение непрерывности выражает фундаментальный физический закон сохранения заряда.

Чтобы понять, какое магнитное поле будет создано двумя одновременно действующими источниками – полем $E_r(t) = \frac{q(t)}{r^2}$ и током с плотностью $J_r = -\frac{1}{4\pi r^2} \frac{dq}{dt}$, – надо обратиться к первому уравнению Максвелла. Однако оно было записано нами для пустого пространства, в котором не было тока. Более общая формула имеет вид

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \left(4\pi \vec{J} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right).$$

Векторы \vec{J} и \vec{E} имеют только радиальные составляющие, причем

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{dq}{dt} = -4\pi J_r.$$

Поэтому правая часть уравнения Максвелла равна нулю, и электромагнитная волна вокруг пульсирующего заряда (с учетом обязательно существующего тока) не возникает. Собственно говоря, об этом можно было бы догадаться и без всяких расчетов, так как в сферически симметричном распределении тока нет никакого преимущественного направления, вокруг которого можно было бы нарисовать замкнутую силовую линию магнитного поля (рис.25,б).

Итак, попытка повторить для радиоволн ту же самую конструкцию, которая обеспечивала изотропное излучение звука, оказалась неудачной. Попробуем придумать что-нибудь похитрее. Возьмем очень много маленьких дипольных излучателей и расположим их равномерно по сфере так, чтобы добиться одинакового излучения по всем направлениям. Оказывается, сделать этого не удастся, как бы мы ни располагали диполи, и причина здесь кроется в поперечности электромагнитной волны. Суть наших рассуждений можно пояснить следующим «зоологическим» примером. Представим себе ежа, свернувшегося в шар и распутившего свои иглы вдоль радиусов. Этот напуганный еж

послужит нам образцом изотропного излучателя, а иглы его будут соответствовать векторам \vec{k} излучаемой волны. Векторная составляющая звуковой волны (скорость движения частиц \vec{v}) направлена вдоль \vec{k} , т.е. вдоль радиусов, чем и обеспечивается сферическая симметрия *продольной* волны. Когда еж успокаивается, он опускает свои иглы на поверхность шара перпендикулярно радиусам. Это расположение игл соответствует векторным составляющим \vec{E} или \vec{H} в *поперечной* волне (вектор \vec{k} по-прежнему надо считать направленным вдоль радиуса). Теперь подумайте, можно ли так «причесать» ежа, чтобы поверхность шара, покрытого *лежащими* иглами, была совершенно однородной? Легко сообразить, что сделать этого нельзя: обязательно получатся как минимум две «макушки». Следовательно, сферическая симметрия нарушится, и изотропный излучатель поперечных волн не получится.

Можно попробовать пойти совсем иным путем: вместо того чтобы придумывать специальный способ ориентации диполей (вдоль экватора, вдоль меридианов и т.д.), что всегда приводит к выделению полюсов, расположим излучатели совершенно хаотически. Пользуясь по-прежнему наглядными сравнениями, представим себе, что на покрытую клеєм сферу со всех сторон сыплются маленькие иглы-диполи, которые прилипают к сфере, имея случайную ориентацию. Ясно, что у хаотически расположенных диполей нет ни экватора, ни полюсов, т.е. мы как будто бы получим, наконец, изотропный излучатель.

Но обмануть природу, конечно, не удастся. Если число диполей невелико, то на сфере в некоторых местах появятся пробелы, нарушающие симметрию. Если, наоборот, диполей так много, что в пределах любой маленькой (по сравнению с длиной волны) площадкой окажется несколько случайно ориентированных диполей, их излучения почти полностью скомпенсируют друг друга (противоположно ориентированные диполи создают противофазные поля, ослабляющие друг друга). Но если почти не будет излучать каждая маленькая площадка, то в той же мере не будет излучать и вся сферическая антенна. Мы все же пишем «почти», потому что при случайной ориентации может оказаться избыток диполей, повернутых в какую-нибудь сторону. Этот избыток окажется источником дипольного излучения, которое, как мы знаем, не является изотропным. Таким образом, сфера, покрытая хаотически расположенными диполями, излучает с такой же диаграммой направленности, как и многовибраторная антенна со случайно ориентированны-

ми излучателями. Диаграмма направленности такой антенны не является изотропной, но в каких направлениях будет наблюдаться максимальное излучение, а в каких минимальное, заранее предсказать нельзя.

Еще одна попытка сделать всенаправленную антенну. Мы объяснили, почему нельзя сделать всенаправленную антенну, но как же тогда совершенно равномерно светится нагретый до высокой температуры металлический шар? Ведь свет представляет собой такую же поперечную волну, как и радиоизлучение! Налицо противоречие.

Кстати, свет можно было бы и не упоминать вообще, так как нагретое тело излучает электромагнитные волны в широком диапазоне частот, куда входят и радиоволны. Если температура тела не очень мала, скажем больше 100 К, то во всем радиодиапазоне, начиная с миллиметровых волн, мощность излучения на длине волны λ можно определить по формуле Рэлея–Джинса

$$P = \frac{2\pi}{\lambda^2} k_B T,$$

где P – удельная мощность, приходящая на 1 м^2 поверхности в полосе частот шириной 1 Гц, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ – постоянная Больцмана, T – температура (в кельвинах).

Как же так получается: с помощью обычной антенны сделать полностью изотропный излучатель (излучающий одинаково во все стороны) нельзя, а с помощью тепловой антенны – можно? Чтобы разобраться, в чем тут дело, нам придется познакомиться с новым понятием – *когерентностью*. Этот термин будет далее неоднократно встречаться, поэтому не пропускайте последующих расчетов, даже если они покажутся немного скучными.

Напомним, что мощность, переносимая электромагнитной волной, пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического (или магнитного) поля, а средняя за период колебаний мощность равна $\bar{P} = E^2/(2Z_0)$. Рассчитаем ту же величину для суммы двух колебаний, имеющих разные амплитуды и фазы, но одинаковые частоты и поляризацию. Пусть

$$E = E_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + E_2 \sin(\omega t + \varphi_2).$$

Тогда

$$E^2 = E_1^2 \sin^2(\omega t + \varphi_1) + 2E_1 E_2 \sin(\omega t + \varphi_1) \sin(\omega t + \varphi_2) + E_2^2 \sin^2(\omega t + \varphi_2).$$

Далее воспользуемся формулой

$$2E_1E_2 \sin(\omega t + \varphi_1) \sin(\omega t + \varphi_2) = \\ = E_1E_2 \left(\cos\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) + \cos\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right)$$

и усредним все слагаемые в выражении для E^2 по периоду колебаний. При этом надо помнить, что

$$\overline{\sin^2\left(\omega t + \varphi_{1,2}\right)} = \frac{1}{2}, \quad \overline{\cos\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right)} = 0,$$

и, следовательно, средняя мощность суммы колебаний равна

$$\bar{P} = \frac{1}{2Z_0} \left(E_1^2 + 2E_1E_2 \cos\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} + E_2^2 \right).$$

Если разность фаз двух колебаний остается все время неизменной ($\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$), то колебания называются *когерентными*. В зависимости от конкретного значения $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ величина суммарной мощности меняется от $(E_1 + E_2)^2/(2Z_0)$ при $\Delta\varphi = 0$ до $(E_1 - E_2)^2/(2Z_0)$ при $\Delta\varphi = 180^\circ$. Поэтому если взаимодействуют два когерентных колебания с равными амплитудами, то суммарная мощность возрастает в 4 раза при синфазном сложении, а не в 2 раза, как могло бы показаться с первого взгляда. При противофазном взаимодействии тех же колебаний результирующее поле обращается в ноль. Мощность тоже, конечно, равна нулю.

Ранее мы все время имели дело с когерентными колебаниями, хотя и не пользовались этим термином. Когерентность отдельных вибраторов на рисунке 17 обеспечивается тем, что все они питаются от одного и того же передатчика. Точно так же оказываются когерентными электромагнитные колебания во всех точках антенного раскрыва, поскольку они возбуждаются одним и тем же облучателем. При распространении радиоволн по разным направлениям $\Delta\varphi$ меняется, и возникают максимумы и минимумы излучения за счет интерференции когерентных волн от отдельных элементов антенны. Заметим, что мощность в максимум излучения 5-элементной синфазной антенной решетки (см. рис. 17 и 18) в 25 раз больше мощности излучения каждого отдельного вибратора. Результаты, полученные нами для двух колебаний, легко обобщить на произвольное число N синфазных электромагнитных волн с амплитудой E : $\bar{P} = N^2 E^2 / (2Z_0) = N^2 \bar{P}_1$, где $\bar{P}_1 = E^2 / (2Z_0)$ — мощность одного

колебания. Следовательно, в этом случае мощность возрастает в N^2 раз.

Вернемся снова к формуле для средней мощности суммы двух колебаний. Если колебания возбуждаются независимыми источниками, то разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ может иметь любое значение, которое заранее предсказать нельзя. Более того, нередко фазы φ_1 и φ_2 время от времени меняются, а их разность $\Delta\varphi$ колеблется от 0 до 2π . Могут быть, конечно, и большие фазовые сдвиги, но для периодических процессов сдвиг по времени на целое число периодов ничего не меняет, поэтому, прибавляя или вычитая из $\Delta\varphi$ величину $2\pi n$ (n – целое число), всегда можно привести $\Delta\varphi$ к указанному выше интервалу. Колебания, у которых разность фаз меняется случайным образом, принимая с равной вероятностью любые значения от 0 до 360° , называются *некогерентными*. Если интервал возможных значений меньше 360° , колебания являются *частично когерентными*, а при сужении пределов изменения $\Delta\varphi$ до 0 – *когерентными*.

Вычислим среднюю по всем возможным значениям $\Delta\varphi$ мощность двух некогерентных колебаний. Для этого нам предстоит сделать усреднение по $\Delta\varphi$. Чтобы не путать с усреднением по времени, будем обозначать новое усреднение с помощью угловых скобок:

$$\langle \bar{P} \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \bar{P}(\Delta\varphi) d(\Delta\varphi).$$

Тогда получаем

$$\langle \bar{P} \rangle = \frac{1}{2\pi Z_0} \int_0^{2\pi} \left(E_1^2 + 2E_1 E_2 \cos \frac{\Delta\varphi}{2} + E_2^2 \right) d(\Delta\varphi).$$

Учитывая, что $\int_0^{2\pi} \cos \frac{\Delta\varphi}{2} d(\Delta\varphi) = 0$, приходим к следующему выражению:

$$\langle \bar{P} \rangle = \frac{1}{2Z_0} (E_1^2 + E_2^2) = \bar{P}_1 + \bar{P}_2.$$

Итак, средняя мощность двух некогерентных волн равна сумме их мощностей. Обобщение на N волн не представляет труда:

$$\langle \bar{P} \rangle = \frac{1}{2Z_0} \sum_{i=1}^N E_i^2 = \sum_{i=1}^N \bar{P}_i.$$

Для колебаний с одинаковыми амплитудами E

$$\langle \bar{P} \rangle = \frac{N}{2Z_0} E^2 = N \bar{P}_1,$$

где по-прежнему \overline{P}_1 – мощность одного колебания. В отличие от когерентного взаимодействия, суммарная мощность возрастает в этом случае не в N^2 , а в N раз. При очень большом числе N отличие между результирующими мощностями также очень велико: $\overline{P}_{\text{ког}} / \langle \overline{P}_{\text{неког}} \rangle = N$.

Теперь можно объяснить, почему нагретый шар, в отличие от антенны, испускает радиоволны равномерно во все стороны. Дело в том, что в антенне переменный ток ориентирован вдоль провода и совершает колебания с определенной частотой. В нагретом теле тоже протекают переменные токи в виде хаотического теплового движения зарядов (в основном электронов). Эти микроскопические токи ориентированы по разным направлениям случайным образом, а фазы их колебаний непрерывно «сбиваются» за счет соударений с другими частицами. Следовательно, здесь мы встречаемся с огромным числом некогерентных излучателей-микроантенн. Поэтому средняя мощность после усреднения по $\Delta\phi$ будет равна $\langle \overline{P} \rangle = \sum_{i=1}^N \overline{P}_i$, где \overline{P}_i – средняя за период мощность излучения одного электрона. Зависимость P от направления практически отсутствует, так как излучающие токи ориентированы случайным образом и для их совокупности не существует выделенного направления.

Остается ответить на вопрос, каким образом происходит усреднение по случайным фазам микроизлучателей. Этот процесс осуществляется в приемнике, который всегда обладает определенной инерционностью, т.е. реагирует на сигнал, продолжительность которого должна быть больше некоторого времени τ , называемого *постоянной времени*. Постоянная времени измерительного прибора во много раз больше интервалов между соударениями электрона. За время регистрации теплового радиоизлучения фазы токов в микроантеннах успевают многократно измениться, и приемник измерит ту самую величину $\langle \overline{P} \rangle$, о которой говорилось выше.

Можно возразить, что сказанное не имеет отношения к свету, который легко зарегистрировать (увидеть) без всяких приборов. Это, конечно, не так. Наш глаз обладает очень большой инерционностью ($\tau \approx 10^{-2}$ с). Но и другие светоприемники имеют время «срабатывания», во много раз большее «атомных времен» τ_a . Если бы мы могли сделать моментальный снимок с выдержкой $\tau \ll \tau_a$ и с пространственным разрешением, сравнимым с атомными размерами, то увидели бы не равномерно светящийся

шар, а пеструю мозаичную картину из множества ярких и темных точек. Их положение менялось бы от снимка к снимку, и только средняя яркость была бы равномерной. Таким образом, в том смысле слова, который использовался при исследовании направленных свойств антенн (без усреднения), нагретый светящийся шар тоже не является изотропным излучателем.

Радиоволны излучаются всеми нагретыми телами, но формула Рэлея–Джинса относится только к идеальному излучателю – *абсолютно черному телу*. Все реальные тела излучают несколько хуже, и для них в формуле надо заменять T на некоторую величину $T_{\text{я}} < T$, где $T_{\text{я}}$ – так называемая яркостная температура. Она зависит от состава вещества излучаемого тела и формы его поверхности. Это свойство позволяет осуществлять *радиотепловидение*. Если поставить, например, на самолет или космический корабль чувствительный радиоприемник с остронаправленной антенной, направив ее на Землю, то можно зарегистрировать разные уровни излучения от разных участков земной поверхности. Таким образом различаются сухая и влажная почва, вода, лед, растительный покров и т.д. В результате получается своеобразная радиотепловая карта местности, из которой можно извлечь много дополнительной информации.

Передача сообщений с помощью радиоволн. До сих пор мы рассматривали только *монохроматические* волны, в которых изменения \vec{E} и \vec{H} во времени и пространстве происходят по синусоидальному закону со строго определенной частотой. Волна не имеет ни начала, ни конца, и описывающая ее формула справедлива на бесконечном временном интервале $-\infty < t < +\infty$. С помощью такой волны никакой информации передать нельзя, потому что форма принимаемого сигнала остается все время неизменной.

Попробуем воздействовать на радиоволну так, чтобы как-то передать определенное сообщение. С этой целью необходимо изменять один из параметров синусоиды – амплитуду, частоту или фазу. Какой именно параметр меняется, не имеет принципиального значения. Пусть это будет амплитуда. Передавать же мы станем очень простую информацию: звук частотой Ω . Воздействуя источником этого звука на амплитуду генерируемых в передатчике колебаний, получим

$$E = E_0 (1 + m \cos \Omega t) \sin \omega_0 t .$$

Здесь появился новый параметр m , который носит название *глубины модуляции*. Для удобства дальнейших рассуждений мы,

кроме того, изменили обозначение частоты ω на ω_0 . При $m = 0$ получим прежний монохроматический сигнал, а при $m = 1$ изменения амплитуды становятся наиболее глубокими. В общем случае ($0 \leq m \leq 1$) амплитуда волны меняется с частотой Ω от $E_{\max} = E_0(1 + m)$ до $E_{\min} = E_0(1 - m)$. Произведем с формулой для E несложные преобразования:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \sin \omega_0 t + \frac{mE_0}{2} (\sin(\omega_0 - \Omega)t + \sin(\omega_0 + \Omega)t) = \\ &= E_0 \sin \omega_0 t + \frac{mE_0}{2} (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t). \end{aligned}$$

Видно, что модулированное колебание можно представить как сумму трех волн. Одна из них имеет прежнюю частоту ω_0 , которую называют *несущей частотой*, двум другим волнам соответствуют частоты ω_1 и ω_2 , которые называют *боковыми частотами*. Смысл названия станет понятным, если взглянуть на рисунок 26. Спектр монохроматического (немодулированно-

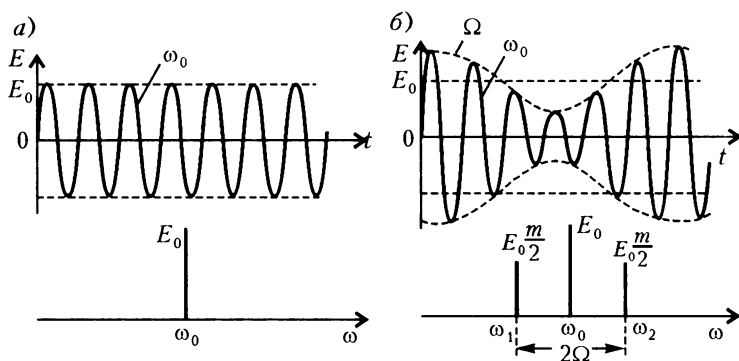


Рис.26. а) Монохроматический сигнал и его спектр; б) модулированный сигнал и его спектр

го) колебания состоит из одного вертикального отрезка высотой E_0 . Спектр же модулированного колебания состоит из трех отрезков: в центре – несущая частота, слева и справа – боковые частоты с соответствующими амплитудами.

Обратите внимание: спектр модулированного колебания занимает полосу частот шириной 2Ω . Легко представить себе, как будет выглядеть спектр при передаче по радио более сложного сигнала, например человеческой речи или музыки. Как известно, звуки, которые мы издаем, имеют сложный частотный спектр. В них присутствует множество колебаний с частотами от 20 Гц до

5 кГц (границы диапазона человеческой речи достаточно условны, в музыке они значительно шире – от 16 Гц до 20 кГц). Каждое из этих колебаний порождает две боковые частоты. В результате спектр сложного модулированного колебания заполнит почти сплошь полосу частот шириной $2\Omega_{\max}$, где Ω_{\max} – наивысшая частота из передаваемого по радио звука (рис.27)

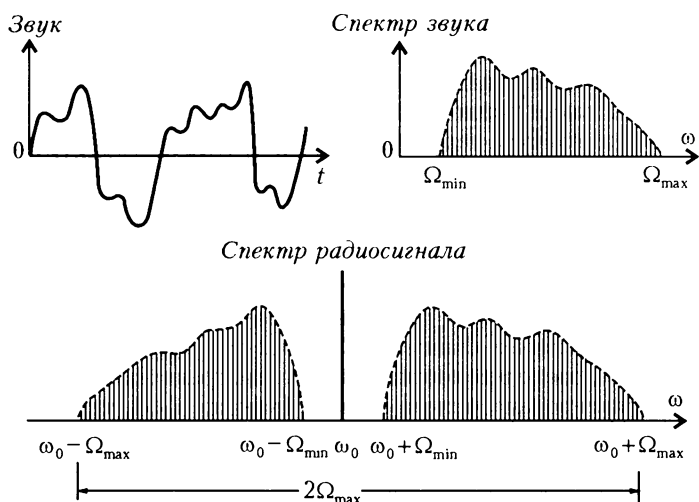


Рис.27. Звуковой сигнал, его спектр и спектр модулированного радиосигнала

У читателя может возникнуть вопрос: почему мы уделяем такое внимание спектру модулированного колебания? Дело в том, что расширение спектра при модуляции самым непосредственным образом влияет на конструкцию радиоприемника. Когда мы говорим, что приемник настроен на данную частоту, это не означает, что он способен принимать только ту единственную частоту, которая отмечена на шкале настройки. Если бы это было так, то сквозь приемник прошел бы только один отрезок из спектра, представленного, например, на рисунке 26. Но прием одной спектральной составляющей не воспроизведет передаваемую по радио информацию, так как при этом мы переходим фактически от рисунка 26,б к рисунку 26,а, только с возможной заменой ω_0 на $\omega_0 - \Omega$ или $\omega_0 + \Omega$. Следовательно, приемник должен обладать способностью принимать одновременно много колебаний вблизи частоты настройки ω_0 .

Ширина полосы частот, которую необходимо пропускать

через приемник, равна $2\Omega_{\max}$. Чем шире полоса пропускания, тем выше качество воспроизведения речи и музыки. Но, с другой стороны, при этом возрастает опасность помех со стороны других радиостанций. Если частоты двух передатчиков $\omega_0^{(1)}$ и $\omega_0^{(2)}$ отличаются друг от друга менее чем на $2\Omega_{\max}$, их сигналы будут слышны одновременно и возникнут сильные помехи. Таким образом, чрезвычайно важно знать, какой частотный спектр соответствует передаваемой по радио информации. Оказывается, ширину спектра можно оценить по довольно грубым характеристикам радиосигнала.

Пусть амплитуда передаваемого сигнала заметно меняется за некоторое время Δt . Тогда в спектре сигнала появятся частоты в интервале $\Delta\omega \approx 2\pi/\Delta t$, т.е. будет справедлива следующая оценка: $\Delta\omega \Delta t \approx 2\pi$. Эта формула очень напоминает выведенное ранее условие $\Delta k_y \Delta y \approx 2\pi$ и также носит название *соотношения неопределенностей*. Смысл названия заключается в следующем: чем точнее фиксируется сигнал во времени (уменьшается Δt), тем неопределеннее становится его частота (возрастает $\Delta\omega$). Разумеется, последнее соотношение можно трактовать и так: чем точнее фиксирована частота сигнала (меньше $\Delta\omega$), тем больше неопределенность его локализации во времени (возрастает Δt). Если сравнить два соотношения неопределенностей, то легко заметить, что второе получается из первого при одновременной замене k_y на ω и y на t .

Пространственно-временные аналогии оказываются часто очень полезными при исследовании волновых процессов. Чтобы они не казались слишком формальными, рассмотрим несколько подробнее спектр прямоугольного радиоимпульса длительностью Δt . Выберем начало отсчета времени в центре импульса. Тогда рассматриваемый сигнал записывается так:

$$E(t) = E_0 \sin \omega_0 t \text{ при } |t| \leq \frac{\Delta t}{2}, \quad E(t) = 0 \text{ при } |t| > \frac{\Delta t}{2}.$$

Согласно пространственно-временной аналогии, для определения спектра сигнала надо повторить те же рассуждения, которые привели нас к диаграмме направленности излучения антенной решетки (см. рис.17) или антенны с параболическим отражателем (см. рис.19). Только в случае антенн волна ограничивалась по фронту на интервале Δy , а теперь она ограничивается по времени на интервале Δt . Вернитесь назад и взгляните на рисунок 17. Мы определяли направление «нулевого» излучения по разности фаз в 180° между волнами, идущими от краев

антенны. Повторение тех же рассуждений для импульсного сигнала сводится к следующему. Сопоставим прямоугольному импульсу синусоиду, частота которой равна несущей частоте ω_0 (рис.28,а). В пределах $-\Delta t/2 \leq t \leq \Delta t/2$ оба сигнала в точности

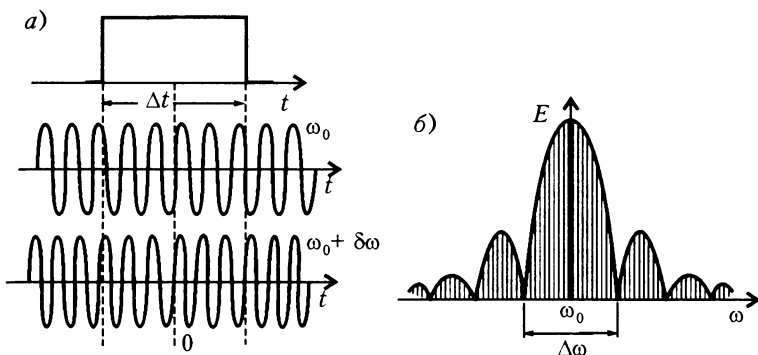


Рис.28. а) Радиоимпульс и его спектральные составляющие; б) спектр импульсного радиосигнала

совпадают, но вне этого интервала резко отличаются: амплитуда импульса равна нулю, а амплитуда синусоиды остается неизменной. Добавим к синусоиде еще одно монохроматическое колебание, но несколько иной частоты $\omega_0 + \delta\omega$. В момент $t = 0$ обе синусоиды совпадают по фазе, а при $t \neq 0$ между ними возникает фазовый сдвиг $\delta\omega t$. Когда он станет равным 180° ($\delta\omega t = \pi$), синусоиды погасят друг друга. При малых $\delta\omega$ момент гашения колебаний отодвигается на очень большое время, а нам надо погасить их всюду, где $|t| \geq \Delta t/2$. Для этого потребуются непрерывный набор синусоид с $\delta\omega$ от 0 до некоторого максимального значения $\Delta\omega$, удовлетворяющему условию $\Delta\omega\Delta t/2 \approx \pi$, что и приводит к соотношению неопределенностей.

Строгий математический расчет показывает, что на самом деле для точного воспроизведения радиоимпульса потребуется бесконечно много синусоид, но их амплитуды быстро убывают с ростом отклонения частоты от ω_0 (рис.28,б). Основная энергия всех этих синусоид сосредоточена именно в том интервале $\Delta\omega \approx 2\pi/\Delta t$, который оценивается по соотношению неопределенностей.

РАДИОВОЛНЫ НАД ЗЕМЛЕЙ И ПОД ЗЕМЛЕЙ

В любом веществе мы встречаемся с электрически заряженными частицами – ионами и электронами. Их присутствие создает особые условия для распространения радиоволн. Возникает довольно странная ситуация: казалось бы, в промежутках между частицами скорость волны по-прежнему должна быть равна скорости света в вакууме, но в то же время известно, что в веществе радиоволны распространяются с другой скоростью. Нам предстоит разобраться, в чем тут дело и что происходит с радиоволной на границе двух разных сред. Мы обнаружим также, что, встречая на своем пути какое-либо препятствие, радиоволна способна «заворачивать за угол», т.е. отклоняться от прямолинейной траектории.

В реальных условиях земная поверхность всегда неровная, и радиоволны, отражаясь от нее, рассеиваются в разные стороны. Зная законы рассеяния от случайных неровностей, которые могут быть неподвижными или движущимися, как морские волны например, можно с помощью радиолокатора, установленного на спутнике Земли, изучать мировой океан на огромных пространствах. При этом движущийся радиолокатор может работать даже точнее, чем неподвижный.

Скорость радиоволн в веществе может быть меньше или больше скорости света в вакууме. С одной стороны, любое вещество состоит из атомов и молекул, в которых имеются электрические заряды. С другой стороны, заряженные частицы (электроны и ионы) могут существовать и в свободном виде, образуя плазму. Правда, такое состояние вещества характерно скорее для космоса, чем для земных условий. Но в любом случае радиоволна, проходя сквозь вещество, вызывает периодические колебания электрических зарядов. Поэтому повсюду в среде появляются электрические токи, которые становятся источниками вторичных радиоволн. Эти волны складываются друг с другом и с первичной волной. В результате их интерференции возникает результирующая волна, которую и имеют в виду, когда говорят о радиоволне в среде.

Оказывается, что скорость распространения результирующей волны отличается от скорости света в вакууме c , хотя все

элементарные волны распространяются именно с этой скоростью. Объясним, как это получается. Прежде всего заметим, что вынужденные колебания всех зарядов в поле радиоволны происходят с той же самой частотой ω , которую имеет первичная радиоволна. Что же касается фаз вторичных радиоволн, то они тоже жестко связаны с фазой исходной волны, но не обязательно с ней совпадают. Все зависит от соотношения между частотой радиоволны ω и собственной частотой колебаний электронов ω_0 в атомах и молекулах. Если $\omega < \omega_0$, вторичные радиоволны отстают по фазе, а если $\omega > \omega_0$, то они опережают по фазе первичную радиоволну. Но изменения фазы дополнительного излучения приводят к изменениям фазы результирующего электромагнитного поля, причем эти изменения будут тем заметнее, чем больше путь, проходимой радиоволной в веществе. Поэтому дополнительный фазовый сдвиг можно записать так: $\varphi_{\text{доп}} = \alpha x$, где α – коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств вещества и от соотношения между ω и ω_0 (при $\omega < \omega_0$ $\alpha < 0$, при $\omega > \omega_0$ $\alpha > 0$). С учетом $\varphi_{\text{доп}}$ формулу для электрического поля в веществе надо записать следующим образом:

$$E = E_0 \sin(\omega t - k_0 x + \varphi_{\text{доп}}) = \\ = E_0 \sin(\omega t - k_0 x + \alpha x) = E_0 \sin(\omega t - kx),$$

где $k_0 = \omega/c$ – вакуумное волновое число (раньше мы обозначали его буквой k без нулевого индекса), а $k = k_0 - \alpha = k_0 (1 - \alpha c/\omega)$ – волновое число в среде. Множитель $1 - \alpha c/\omega$ называется коэффициентом преломления среды. Мы будем обозначать его буквой n . Таким образом,

$$k = \frac{\omega}{c} n.$$

Используется также и такое обозначение:

$$k = \frac{\omega}{v_{\text{ф}}},$$

где $v_{\text{ф}} = c/n$ – фазовая скорость распространения радиоволны в среде. Раньше мы говорили просто «скорость», и это не требовало каких-либо уточнений, пока рассматривалась волна в вакууме. В среде дело обстоит, вообще говоря, не так, но об этом мы расскажем подробнее в четвертой главе. Здесь же можно просто считать, что понятия «скорости» из первой главы и «фазовой скорости», которую мы только что ввели, имеют один и тот же смысл (разумеется, это не означает, что $v_{\text{ф}} = c$).

Коэффициент преломления $n = 1 - \alpha c / \omega$ может быть как больше (при $\omega < \omega_0$), так и меньше (при $\omega > \omega_0$) единицы, и, соответственно, $v_\phi < c$ или $v_\phi > c$. Может показаться, что последнее неравенство противоречит теории относительности, но это не так, поскольку v_ϕ характеризует скорость распространения монохроматической волны, с помощью которой никакой информации передать нельзя. Заметим, что собственные частоты электронов в атомах в большинстве случаев лежат в более высокочастотной области, чем радиодиапазон, поэтому обычно (но не всегда!) $\omega < \omega_0$ и $n > 1$.

Нам остается только связать величину n со свойствами вещества. Это можно сделать, если сопроводить математическими расчетами ту картину возникновения вторичных радиоволн и их интерференцию, которую мы обрисовали выше. Задача окажется не очень простой, если принять во внимание, что на движение данного заряда, кроме электрического поля первичной радиоволны, влияют и поля, создаваемые всеми остальными зарядами в среде. Тем не менее, такая задача решается, и в результате получается следующая формула:

$$n = \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2}}.$$

Кроме известных нам частот ω и ω_0 в формулу вошла еще одна величина ω_p , имеющая также размерность частоты. Она зависит от числа электронов N в 1 м^3 вещества и от универсальных постоянных — заряда электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и его массы $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Формулу для ω_p мы выведем позже (в главе 4), а пока что приведем ее без доказа-

тельства: $\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}}.$

Зависимость $n(\omega)$ характеризует *дисперсию среды*. Дисперсионная кривая, соответствующая формуле для n , представлена на рисунке 29. При $\omega = \omega_0$ коэффициент преломления терпит разрыв, изменяясь скачком от $+\infty$ до $-\infty$. Бесконечный разрыв возник вследствие упрощенного рассмотрения колебаний электронов без учета их затуха-

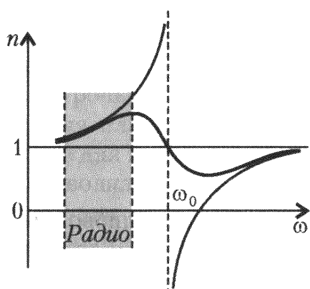


Рис. 29. Частотная зависимость коэффициента преломления: тонкие линии — без учета затухания, жирная линия — с учетом затухания

ния. На самом деле затухание всегда существует, и в реальных средах разрыв сглаживается.

На практике для расчета n очень удобным является другой подход, в котором не исследуется движение отдельных зарядов, а сразу рассматривается электромагнитное поле, усредненное по такому объему вещества, в котором содержится большое число атомов и молекул. Это описание основывается опять же на уравнениях Максвелла, но теперь связи между \vec{D} и \vec{E} , \vec{B} и \vec{H} в среде определяются такими соотношениями:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}.$$

Безразмерные величины ϵ и μ зависят от свойств вещества и носят следующие названия: ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость, μ – относительная магнитная проницаемость. В случае вакуума $\epsilon = \mu = 1$, и скорость распространения радиоволн есть $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$. В среде $\epsilon, \mu \neq 1$, и скорость распространения волны равна $v_\phi = 1/\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} = c/\sqrt{\epsilon \mu}$. Следовательно, между коэффициентом преломления n и величинами ϵ и μ существует простая связь:

$$n = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

Аналогичным образом обобщается и формула для волнового сопротивления в среде:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} = 120\pi \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}.$$

Для большинства природных сред, в которых происходит распространение радиоволн, $\mu \approx 1$, и формулы для n и Z упрощаются:

$$n = \sqrt{\epsilon}, \quad Z = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon}}.$$

И еще один вопрос. Прочему вторичные радиоволны не распространяются во все стороны, а только вперед, вместе с исходной радиоволной? Конечно, каждый колеблющийся заряд посылает волны по всем направлениям, но за счет интерференции они гасят друг друга повсюду, кроме направления первичной радиоволны, которая задает фазу колебаний зарядов, одинаковую вдоль своих фазовых фронтов. Как это происходит, было объяснено в первой главе. Только там мы рассматривали фиктивные источники, расположенные вдоль фазового фронта, а в среде они заменяются вполне реальными излучателями. Однако применимость такого объяснения к радиоволнам в веществе

требует, чтобы среда была однородной и безграничной. На самом же деле, все среды имеют границы, которые нарушают условия взаимной компенсации вторичных волн. За счет границ происходят отклонения от первоначального направления распространения, что приводит к *преломлению* и *отражению* радиоволн.

Правила пересечения границы. Рассмотрим плоскую волну, падающую на границу двух сред с коэффициентами преломления n_1 и n_2 . На рисунке 30 показаны волновые векторы падающей волны \vec{k}_0 , отраженной \vec{k}_1 и преломленной \vec{k}_2 . Там же

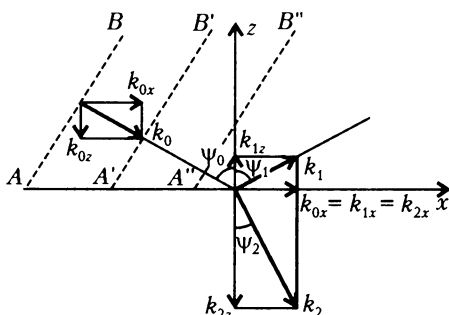


Рис. 30. Прохождение радиоволны через границу раздела двух сред

показан волновой фронт падающей волны AB и его последовательные положения $A'B'$, $A''B''$, ... в процессе распространения. Линия пересечения границы раздела волновым фронтом перемещается вдоль границы со скоростью, характеризующей составляющей k_{0x} падающей волны ($k_{0x} = k_0 \sin \psi_0$). На границе возникает вторичное излучение, которое согласно принципу Гюйгенса порождает волны в обеих средах. Волновые векторы этих волн имеют общую составляющую k_x , но разные модули

$k_1 = \frac{\omega}{c} n_1$ и $k_2 = \frac{\omega}{c} n_2$. Поэтому векторы \vec{k}_1 и \vec{k}_2 должны быть расположены под разными углами ψ_1 и ψ_2 . Эти углы определяются из условия совпадения k_x : $k_0 \sin \psi_0 = k_1 \sin \psi_1 = k_2 \sin \psi_2$. Отсюда получаются так называемые законы Снеллиуса, названные по имени голландского физика XVII века, который открыл их экспериментально:

$$\psi_1 = \psi_0, \quad n_2 \sin \psi_2 = n_1 \sin \psi_0.$$

Углы ψ_0 , ψ_1 , ψ_2 отсчитываются по кратчайшему пути от нормали к границе раздела (в данном случае – от оси z) и носят названия углов падения (ψ_0), отражения (ψ_1) и преломления (ψ_2).

Рассмотрим случай, когда $n_1 < n_2$, т.е. когда первая среда оптически менее плотная, чем вторая. Тогда $\sin \psi_2 = \sin \psi_0 \frac{n_1}{n_2} < \sin \psi_0$ и $\psi_2 < \psi_0$. Следовательно, радиолуч во второй среде пойдет ближе к нормали, чем в первой. Если же $n_1 \ll n_2$, то почти при любых ψ_0 $\sin \psi_2 \ll 1$, и преломленный луч распространяется практически перпендикулярно границе раздела. Так происходит, например, с радиоволной, идущей из воздуха в воду (рис.31,а).

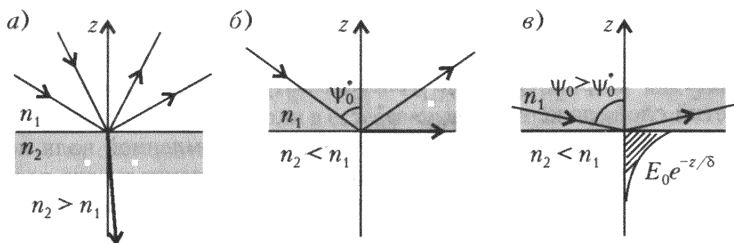


Рис.31. а) Преломленный луч идет почти по нормали; б) существует угол полного внутреннего отражения; в) при полном внутреннем отражении поле во второй среде быстро затухает

Иначе обстоят дела при переходе из оптически более плотной среды в менее плотную, т.е. когда $n_2 < n_1$. В этом случае преломленный луч отклоняется от нормали, поскольку $\sin \psi_2 > \sin \psi_0$. Если же $\sin \psi_0 \cdot \frac{n_1}{n_2} = 1$, то $\psi_2 = 90^\circ$ и преломленный луч как бы скользит вдоль границы (рис.31,б). Соответствующий угол падения равен $\psi_0^* = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$.

Что же произойдет, если $\psi_0 > \psi_0^*$? В этом случае $\sin \psi_2 > 1$ и ни при каких ψ_2 законы Снеллиуса не выполняются. Преломленная волна исчезает, происходит так называемое полное внутреннее отражение. Однако это не означает, что электромагнитное поле во второй среде вообще отсутствует. Ведь электрические заряды, возбуждаемые падающей волной на границе раздела, все равно посылают вторичные волны в обе среды. Однако во второй среде интерференция волн происходит таким образом, что они взаимно гасят друг друга по мере удаления от границы. Амплитуда волны во второй среде быстро затухает по экспоненциальному закону, т.е. пропорционально $e^{-z/\delta}$. При углублении во вторую среду на расстояние $z = \delta$ поле убывает

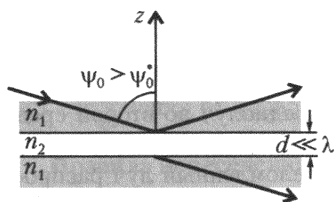


Рис.32. Волна проходит сквозь зазор даже при полном внутреннем отражении, если $d \ll \lambda$

в $e \approx 2,7$ раза. Величина δ носит название *глубины проникновения*. Приблизительно можно считать, что $\delta \sim \lambda_2$, где $\lambda_2 = 2\pi/k_2$ — длина волны во второй среде.

Электромагнитное поле во второй среде при полном внутреннем отражении можно легко обнаружить экспериментально, если сделать трехслойную конструкцию (рис.32). Когда зазор между

средами с показателем преломления n_1 достаточно узок ($d \ll \lambda$), волна во второй среде не успевает затухнуть и проникает в третий слой, даже если $\psi_0 > \psi_0^*$.

Вопрос об амплитудах отраженной и преломленной волн не затрагивается законами Снеллиуса и требует специального рассмотрения. Прежде всего необходимо установить правила перехода \vec{E} и \vec{H} через границу двух сред. Мы покажем, как это делается для напряженности электрического поля, рассмотрев конденсатор, в зазоре которого находятся два разных диэлектрика. Рисунок 33,а соответствует параллельному соединению двух

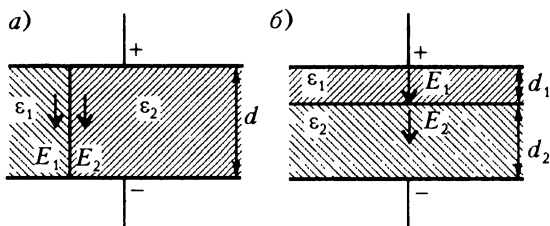


Рис.33. Параллельное (а) и последовательное (б) соединения двух конденсаторов с разными диэлектриками

конденсаторов с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , а рисунок 33,б — последовательному соединению. В первом случае напряжение U одно и то же как в области с ϵ_1 , так и в области с ϵ_2 . Следовательно, одно и то же значение имеет и напряженность $E = U/d$. Поэтому

$$E_{1\parallel} = E_{2\parallel}$$

(индексом « \parallel » будем обозначать составляющую вектора \vec{E} , параллельную границе раздела). Во втором случае одинаковы заряды конденсаторов: $U_1 = C_2$, $U_2 = C_1$. С другой стороны, емкости

конденсаторов пропорциональны диэлектрическим проницаемостям: $\frac{C_2}{C_1} = \frac{\epsilon_2 d_1}{\epsilon_1 d_2}$, а напряженности электрических полей с U и d связаны соотношениями $E_1 = U_1/d_1$, $E_2 = U_2/d_2$. Отсюда

$$E_{1\perp}\epsilon_1 = E_{2\perp}\epsilon_2$$

(индексом « \perp » мы обозначили составляющую вектора \vec{E} , перпендикулярную границе раздела). В случае произвольной ориентации вектора \vec{E} относительно границы раздела надо разложить этот вектор на две составляющие и для каждой из них воспользоваться своим правилом перехода через границу.

Аналогичным образом можно получить граничные условия и для магнитного поля: $H_{1\parallel} = H_{2\parallel}$, $H_{1\perp}\mu_1 = H_{2\perp}\mu_2$. Но, как уже говорилось, для радиоволн в естественных средах можно считать $\mu \approx 1$ и, следовательно, вектор \vec{H} вообще не меняется:

$$H_{1\parallel} = H_{2\parallel}, \quad H_{1\perp} = H_{2\perp}.$$

Вернемся к нашей задаче о прохождении радиоволны через границу раздела двух сред. Рассмотрим сначала самый простой случай, когда волна распространяется вдоль нормали (рис.34,а). В этом случае векторы \vec{E} и \vec{H} лежат в плоскости xy и

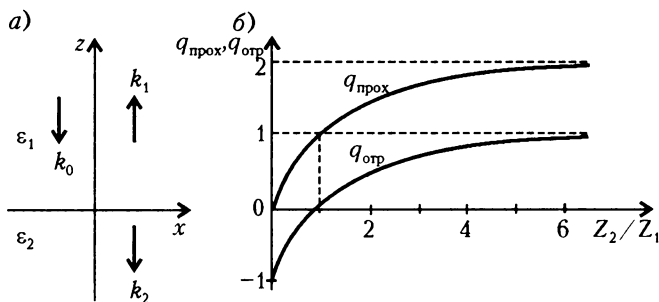


Рис.34. Коэффициенты отражения и прохождения радиоволны на границе двух сред при нормальном падении

направление осей x и y можно выбрать так, чтобы отличными от нуля были только составляющие E_x и H_y . Надо записать три пары соответствующих формул

для падающей волны:

$$E_{0x} = E_{00} \sin(\omega t + k_1 z), \quad H_{0y} = -H_{00} \sin(\omega t + k_1 z),$$

для отраженной волны:

$$E_{1x} = E_{10} \sin(\omega t - k_1 z), \quad H_{1y} = -H_{10} \sin(\omega t - k_1 z)$$

и для прошедшей волны:

$$E_{2x} = E_{20} \sin(\omega t + k_2 z), \quad H_{2y} = -H_{20} \sin(\omega t + k_2 z).$$

На границе раздела должны выполняться граничные условия, поэтому, положив в написанных выше формулах $z = 0$ и сократив общий множитель $\sin \omega t$, получим следующие соотношения между амплитудами трех волн:

$$E_{00} + E_{10} = E_{20}, \quad -H_{00} + H_{10} = -H_{20}.$$

Амплитуда H_{10} связана с E_{10} через волновые сопротивления в двух средах: $H_{00} = E_{00}/Z_1$, $H_{10} = E_{10}/Z_1$, $H_{20} = E_{20}/Z_2$. Воспользуемся этими формулами, введем понятия коэффициента отражения $q_{\text{отр}} = E_{10}/E_{00}$ и коэффициента прохождения $q_{\text{прох}} = E_{20}/E_{00}$ и получим

$$1 + q_{\text{отр}} = q_{\text{прох}}, \quad -1 + q_{\text{отр}} = -q_{\text{прох}} \frac{Z_1}{Z_2},$$

откуда

$$q_{\text{отр}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad q_{\text{прох}} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}.$$

Если $Z_2 = Z_1$, то $q_{\text{отр}} = 0$, а $q_{\text{прох}} = 1$. В этом случае волна полностью проходит во вторую среду, не отражаясь от границы раздела. Такие среды называются согласованными по волновому импедансу. Если волновые сопротивления Z_1 и Z_2 очень сильно отличаются друг от друга, то $q_{\text{отр}} \rightarrow 1$ при $Z_2 \gg Z_1$ либо $q_{\text{отр}} \rightarrow -1$ при $Z_2 \ll Z_1$. На рисунке 34,б показаны графики изменения $q_{\text{отр}}$ и $q_{\text{прох}}$ в зависимости от отношения импедансов

$\frac{Z_2}{Z_1} \approx \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} = \frac{n_2}{n_1}$. Обращает на себя внимание смена знака $q_{\text{отр}}$ при значениях $Z_2 < Z_1$ и довольно странное на первый взгляд поведение $q_{\text{прох}}$ при $Z_2 \gg Z_1$. Действительно, при больших Z_2/Z_1 $q_{\text{прох}} \rightarrow 2$, т.е. напряженность электрического поля в прошедшей волне удваивается! Смена знака $q_{\text{отр}}$ указывает на противоположную направленность E_{1x} по сравнению с E_{0x} , а удвоение E_{2x} не должно восприниматься как возникновение какой-то дополнительной энергии во второй среде, поскольку поток энергии равен $S = E_x H_y$ и, следовательно, помимо вектора \vec{E} надо проследить еще и за вектором \vec{H} .

Почти полное отражение от оптически более плотной среды ($\epsilon_2 \gg \epsilon_1$) происходит со сменой направления вектора \vec{E} ($q_{\text{отр}} < 0$), при этом электрическое поле во вторую среду прони-

кает очень слабо, а магнитное поле удваивается. Поток энергии радиоволны во второй среде исчезающе мал: вся энергия отражается обратно. То же самое происходит и при $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$, но соотношение между E_{i0} и H_{i0} меняется: отраженная волна поворачивает назад за счет изменения направления \vec{H}_{10} , а не \vec{E}_{10} . Поток энергии во вторую среду все равно не проникает. Непосредственным вычислением можно убедиться, что при любых ϵ_1 и ϵ_2 для потоков энергии выполняется закон сохранения $S_1 + S_2 = S_0$. Заметим, что если определить $q_{\text{отр}}$ и $q_{\text{прох}}$ по магнитной составляющей, то получатся аналогичные формулы, но с заменой $Z_1 \rightleftharpoons Z_2$.

Мы рассмотрели подробно нормальное падение радиоволны на границу раздела двух сред. Косое падение исследуется похожим образом, но в этом случае надо спроектировать вектор \vec{E}_{00} на ось z и плоскость xu и учесть разные граничные условия. Формулы для $q_{\text{отр}}$ и $q_{\text{прох}}$ оказываются при этом более сложными, и мы их здесь не приводим. Отметим только, что в случае скользящего падения волны на границу $q_{\text{отр}} \approx -1$, а $q_{\text{прох}} \approx 0$, т.е. волна почти полностью отражается со сменой направления \vec{E}_0 и не проникает во вторую среду.

Проводимость среды вызывает затухание радиоволн. Мы убедились, что радиоволны распространяются в веществе не хуже, чем в вакууме. Правда скорость их несколько отличается от скорости света в вакууме, но так ли уж это важно? Казалось бы, возникают заманчивые перспективы «увидеть» с помощью радиоволн то, что находится глубоко под землей или под водой: залежи полезных ископаемых, подводные лодки и т.п.

К сожалению, на этом пути нас подстерегают трудности, о которых пока не говорилось. Мы упоминали до сих пор только единственную электрическую характеристику среды — относительную диэлектрическую проницаемость ϵ . На самом же деле, все среды способны в той или иной мере пропускать электрический ток, и это их свойство характеризуется еще одним электрическим параметром — удельной проводимостью σ . Она позволяет определить плотность тока в данной точке по напряженности электрического поля:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}.$$

Это выражение эквивалентно хорошо известному закону Ома. Действительно, рассмотрим радиоволну, распространяющуюся вдоль оси z , и выделим элемент объема среды в виде параллелепипеда со сторонами $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ (рис.35). Закон Ома в его

обычной форме запишется для выделенного элемента так: $I = U/R$, где $I = J\Delta y\Delta z$ – полный ток, а $U = E\Delta x$ – напряжение на участке цепи длиной Δx .

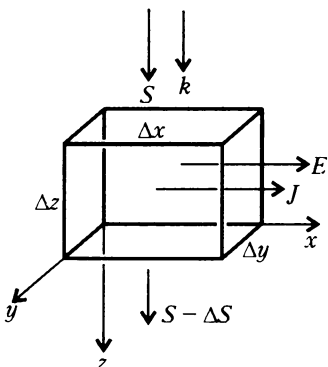


Рис. 35. Радиоволна распространяется сверху вниз вдоль оси z

Сопротивление этого участка равно $R = \rho\Delta x/(\Delta y\Delta z) = \Delta x/(\sigma\Delta y\Delta z)$, где $\rho = 1/\sigma$ – удельное сопротивление. Подставив приведенные выражения в закон Ома, получим формулу для плотности тока.

Все, что говорилось ранее о радиоволнах в среде, относится к идеальным диэлектрикам, у которых $\sigma = 0$. Другой предельный случай $\sigma = \infty$ соответствует идеальному (бесконечно проводящему) проводнику. Однако деление всех веществ на два класса – проводники и изоляторы (диэлектрики) – имеет безусловный смысл

только до тех пор, пока речь идет о постоянном электрическом поле и, соответственно, о постоянном токе. Мы же рассматриваем все время быстро меняющиеся электромагнитные поля, и в этом случае такого разграничения провести нельзя. Более того, одно и то же вещество на разных частотах может вести себя как диэлектрик либо как проводник. Для того чтобы понять, как это происходит, рассмотрим первое уравнение Максвелла с учетом тока проводимости:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \sigma \vec{E} + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{J}_{\text{пров}} + \vec{J}_{\text{смещ}}.$$

Обратим внимание: первое слагаемое в правой части этого уравнения порождается не посторонним источником, а электрическим полем самой радиоволны. Оно появляется только при $\sigma \neq 0$ и поэтому имеет название тока проводимости: $\vec{J}_{\text{пров}} = \sigma \vec{E}$. Второе слагаемое нам уже знакомо – это ток смещения

$$\vec{J}_{\text{смещ}} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \text{ В радиоволне}$$

$$E = E_0 \sin(\omega t - kz), \quad J_{\text{пров}} = \sigma E_0 \sin(\omega t - kz),$$

$$J_{\text{смещ}} = \epsilon_0 \epsilon E_0 \omega \cos(\omega t - kz) = \omega \epsilon_0 \epsilon E_0 \sin\left(\omega t - kz + \frac{\pi}{2}\right).$$

Между токами $\bar{J}_{\text{пров}}$ и $\bar{J}_{\text{смещ}}$ существует фазовый сдвиг в 90° . Это очень важно, как мы вскоре убедимся, а пока что рассмотрим отношение амплитуд двух токов $\gamma = \sigma/(\omega\epsilon_0\epsilon)$. В зависимости от величины этого отношения и производится условное деление всех веществ на проводники и диэлектрики для переменных электромагнитных полей:

$$\gamma = \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0\epsilon} \begin{cases} \gg 1 - \text{проводник,} \\ \ll 1 - \text{диэлектрик.} \end{cases}$$

На рисунке 36 показано изменение параметра γ для некоторых природных сред в зависимости от частоты радиоволны. Морская вода, например, обладает высокой проводимостью и ведет себя как проводник в широком диапазоне радиочастот. Наоборот, сухой воздух представляет собой почти на всех частотах хороший диэлектрик, хотя при $f \rightarrow 0$ он также приобретает свойства проводника.

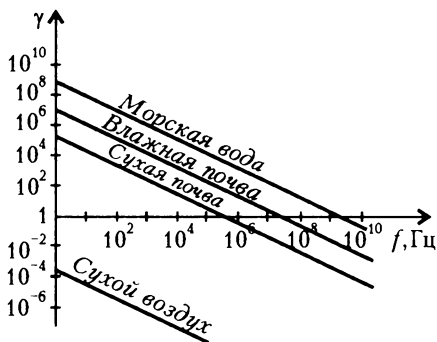


Рис. 36. Зависимость γ от частоты f

Вернемся снова к рисунку 35. Когда по сопротивлению R проходит ток I , в цепи выделяется мощность $P = I^2 R$, которая переходит в тепло (среда нагревается при прохождении радиоволны). При расчете этой мощности следует учитывать только ток проводимости. Ток смещения, вследствие фазового сдвига на 90° , не дает вклада в тепловые потери. Таким образом,

$$P = \frac{(J_{\text{пров}} \Delta z \Delta y)^2 \Delta x}{\sigma \Delta y \Delta z} = \sigma E^2 \Delta x \Delta y \Delta z$$

– плотность мощности потерь, т.е. мощность, выделяемая в единицу объема, равна σE^2 .

Нагрев среды происходит за счет энергии радиоволны, поэтому амплитуда поля E_0 будет уменьшаться в процессе распространения, и привычная нам формула $E_x = E_0 \sin(\omega t - kz)$ несколько усложнится: $E_x = E_0(z) \sin(\omega t - k'z)$. Появляется зависимость амплитуды от координаты z и, кроме того, меняется фазовая скорость (последнее обстоятельство объясняет, почему

вместо kz мы написали в аргументе синуса $k'z$). Далее необходимо установить вид функции $E_0(z)$ и получить формулу для k' . Проще всего это сделать в предельном случае малых γ , когда среда представляет собой диэлектрик с небольшими потерями за счет проводимости. Фазовая скорость волны и волновое сопро-

тивление в этом случае почти не изменяются, т.е. $k' \approx k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon}$,

$Z \approx \frac{\sqrt{\mu_0 \mu}}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon}} \approx \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon}}$. Потери же необходимо учесть. Поэтому на

рисунке 35 показано, что вектор Пойнтинга уменьшается в процессе распространения: на верхнюю грань параллелепипеда падает мощность $S \Delta x \Delta y$, а из нижней грани выходит мощность $(S - \Delta S) \Delta x \Delta y$. Изменение мощности равно тепловым потерям в объеме, т.е. $-\Delta S \Delta x \Delta y = \sigma E_0^2 \Delta x \Delta y \Delta z$. Вспомнив формулу

$S = E_0 H_0 = E_0^2 / Z$, перепишем условие баланса мощностей в

виде $\frac{\Delta(E_0^2)}{\Delta z} = -\sigma E_0 Z$. Переходя к очень маленьким элементам

объема, следует заменить отношение $\frac{\Delta(E_0^2)}{\Delta z}$ на производную

$\frac{d(E_0^2)}{dz} = 2E_0 \frac{dE_0}{dz}$. Таким образом, получается дифференциальное уравнение

$$\frac{dE_0}{E_0} = -\frac{\sigma Z}{2} dz.$$

Проинтегрировав левую и правую части этого уравнения, получим

$$E_0(z) = E_0(0) e^{-\frac{\sigma Z}{2} z},$$

где $E_0(0)$ – амплитуда волны при $z = 0$.

Искомая зависимость $E_0(z)$ найдена, она оказалась экспоненциальной. Теперь мы можем написать уточненную формулу для напряженности электрического поля радиоволны в среде с потерями:

$$E_x = E_0(0) e^{-k''z} \sin(\omega t - k'z),$$

$$\text{где } k' \approx k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon}, \quad k'' = \frac{\sigma Z}{2} \approx k \frac{\sigma}{2\omega\epsilon_0\epsilon} = k \frac{\gamma}{2}.$$

Величина k'' называется коэффициентом затухания. Отношение $q = E_0(z)/E_0(z+L) = e^{k''L}$ показывает, во сколько раз уменьшается амплитуда волны на пути L . В радиотехнике часто используются специальные логарифмические единицы для выражения q – неперы [Нп] и децибелы [дБ]:

$$q[\text{Нп}] = \ln e^{k''L} = k''L, \quad q[\text{дБ}] = 20 \lg e^{k''L} \approx 8,7k''L.$$

Заметное затухание в e раз происходит на расстоянии $\delta = 1/k'' \approx 2/(k\gamma) = \lambda/(\pi\gamma)$. Поскольку $\gamma \ll 1$, то $\delta \gg \lambda$, т.е. волна успевает распространиться на много длин волн, прежде чем затухание проявит себя (рис.37). Напряженность магнитного поля H_y описывается подобной формулой с заменой E_0 на H_0 .

Второй случай $\gamma \gg 1$, когда среда ведет себя в основном как проводник, рассчитывается по той же схеме, но соотношение

$k' \approx k$ теперь уже неприменимо. Мы сможем догадаться, как изменится эта формула, если перепишем ее сначала таким

образом: $k' \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{J_{\text{смещ}}}{\omega \epsilon_0 E_0}}$, где $J_{\text{смещ}} = \epsilon_0 \omega E_0$ – амплитуда

тока смещения. В хорошем проводнике ток смещения почти не играет роли, и вместо $J_{\text{смещ}}$ в формулу для k' надо подставить $J_{\text{пров}} = \sigma E_0$. Таким образом, получим

$k' \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon \gamma} = k \sqrt{\gamma}$. Аналогичным образом меняется и

волновое сопротивление: $Z \rightarrow \frac{Z}{\sqrt{\gamma}}$, поэтому формула для k'' переходит в такую: $k'' \approx k \frac{\sqrt{\gamma}}{2}$. Конечно, наши рассуждения с

заменой $J_{\text{смещ}} \rightarrow J_{\text{пров}}$ должны рассматриваться скорее как пояснение, а не как строгое доказательство. Поэтому не следует удивляться, что правильные формулы, приведенные ниже, не-

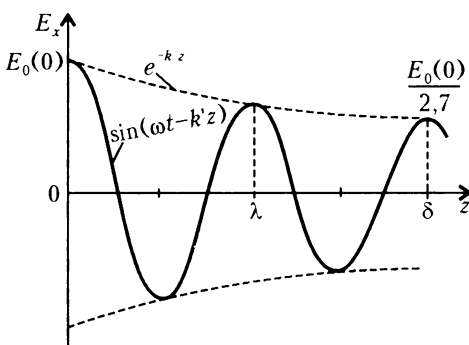


Рис.37. Слабо затухающая волна

сколько (в $\sqrt{2}$ раз) отличаются от выведенных нами:

$$k' \approx k'' \approx k\sqrt{\frac{\gamma}{2}}.$$

Отсюда следует, что амплитуда волны уменьшается в e раз на расстоянии $\delta = 1/k'' = \lambda/(\pi\sqrt{2\gamma})$. Так как мы рассматриваем случай $\gamma \gg 1$, то $\delta \ll \lambda$, т.е. волна заметно затухает на расстоянии, много меньшем длины волны (рис.38).

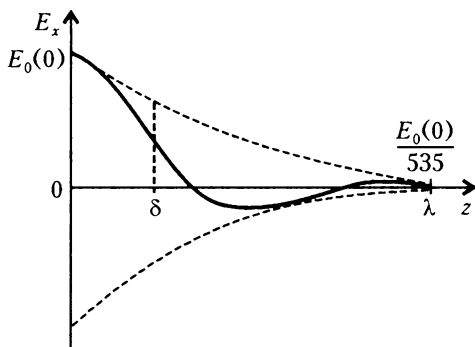


Рис.38. Сильно затухающая волна

Когда радиоволна проходит из воздуха в хорошо проводящую среду, например в морскую воду, ее амплитуда очень быстро уменьшается. На глубине z , равной длине волны в среде ($\lambda_{\text{ср}} = \frac{2\pi}{k'} \approx \frac{2\pi}{k''}$), происходит уменьшение в $e^{2\pi} \approx 535,5$ раз. Следовательно, электромагнитное поле сосредоточено на небольшой глубине вблизи поверхности – имеет место так называемый *поверхностный эффект*. Величина δ носит название глубины проникновения, или *скин-слоя* (от английского «кожа»). Приведем для нее более удобную формулу:

$$\delta = \frac{\lambda}{\pi\sqrt{2\gamma}} = c\sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{\omega\sigma}} \approx 500\sqrt{\frac{\epsilon}{f\sigma}}.$$

Чем ниже частота f радиоволны, тем на большую глубину она проникает в проводящую среду. Поэтому для радиосвязи с погруженными подводными лодками, например, приходится работать на очень низких частотах. Так, при глубине погружения лодки $\delta \approx 200$ м частота $f \approx 125$ Гц. Этой частоте соответствует в воздухе длина волны $\lambda = 2400$ км, поэтому практически любая антенна оказывается весьма короткой по сравнению с длиной

волны и, следовательно, очень плохо излучает радиоволны. Неудивительно, что даже односторонняя передача сигнала на глубоко погруженную подводную лодку относится к числу самых сложных проблем радиосвязи.

Теперь расскажем, что и как можно «увидеть» под землей с помощью радиоволн. Напомним, что волновой импеданс в проводящей среде равен $Z = Z_0 / \sqrt{\gamma} = 120\pi \sqrt{\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon}{\sigma}}$. С другой стороны, для волны, уходящей вглубь по нормали, $Z = E_x / H_y$, и импеданс можно измерить прямо на поверхности земли, поскольку E_x и H_y не меняются при переходе через границу раздела сред. Итак, непосредственными измерениями фактически определяется проводимость земли σ , так как частота ω в формуле для Z известна заранее. Если бы проводимость не зависела от глубины, то по найденному значению σ можно было бы узнать, имеются ли в данном месте залежи полезных ископаемых. На самом же деле задача несравненно сложнее. Руды залегают на определенной глубине, и поверхностные значения σ еще ни о чем не говорят. Ясно, однако, что все те подземные слои, которые лежат глубже скин-слоя, на поверхностный импеданс практически не влияют. Поэтому глубину такого радиозонда можно регулировать: чем ниже частота, тем более глубокие слои проявляют свое влияние. На практике применяются очень низкие частоты, начиная со сверхнизких радиочастот порядка единиц герц вплоть до колебаний с периодами в несколько минут. Определив экспериментально частотную зависимость поверхностного импеданса $Z(\omega)$, можно при определенных ограничениях восстановить профиль проводимости $\sigma(z)$ и сделать выводы о том, как распределены рудные залежи по глубине. Эта процедура носит название *электроразведки*.

С середины 70-х годов прошлого века начал применяться новый перспективный метод – *радиогеотомография*. Термин «томография» перешел в геофизику из медицины, где впервые были построены рентгеновские томографы. На обычной рентгенограмме видна проекция внутренней структуры, соответствующая какому-либо одному направлению облучения. Томограмма же позволяет «увидеть» объемную картину. Это достигается путем просвечивания исследуемой области в разных направлениях с регистрацией всех прошедших сигналов на специальных детекторах. Совокупность откликов всех детекторов содержит огромный объем информации, которая обрабатывается на компьютере. В результате удается воссоздать объемный образ внутренних органов с очень высокой точностью.

Для геофизической томографии рентгеновские лучи не подходят из-за очень сильного затухания. Вместо них используются электромагнитные (радио) и сейсмические (звук) волны. Первые радиогеотомограммы подземных структур были получены в США в 1975 году при исследовании угольных пластов. В

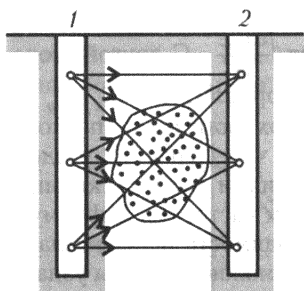


Рис. 39. Схема геотомографического исследования

настоящее время геотомография используется для оперативного контроля за добычей нефти, определения трещин, туннелей и пустот, обнаружения подземных вод и т.п. Идея метода поясняется с помощью рисунка 39. В скважине 1 помещаются передатчики, а в скважине 2 — приемники (можно использовать по одному передатчику и приемнику, устанавливая их на разных глубинах). На рисунке показаны для простоты три положения передатчиков

и приемников, чему соответствует девять зондирующих лучей. На практике число лучей измеряется тысячами. Используются радиоволны в диапазоне от нескольких единиц до десятков МГц, а расстояние между скважинами составляет десятки или сотни метров. Непосредственно измеряется затухание радиоволн на каждой трассе, а потом путем математической обработки восстанавливается геологическое строение исследуемого объема.

Радиоволны над плоской гладкой Землей. Когда радиосвязь осуществляется над землей, волна может пройти от передатчика к приемнику двумя путями: непосредственно от одной антенны к другой и предварительно отразившись от поверхности земли. За счет интерференции прямой и отраженной волн возникают своеобразные явления, о которых мы сейчас и поговорим. Суть дела можно пояснить на самой простой схеме, когда земная поверхность рассматривается как гладкая плоская граница между двумя средами. Конечно, на самом деле Земля имеет форму шара, а ее поверхность очень неровная, но эти факторы не всегда себя проявляют.

На рисунке 40 показана антенна, расположенная в точке O_1 на высоте h_1 над землей. Для определенности будем считать, что источником радиоволн является горизонтальный диполь, ориентированный перпендикулярно плоскости чертежа. Если бы диполь находился в свободном пространстве, он излучал бы в плоскости чертежа одинаково по всем направлениям и его диаграмма направленности имела бы вид окружности, показан-

ной на рисунке пунктиром. Сейчас мы увидим, как изменится эта диаграмма за счет отражения от земли.

Под углом ψ распространяются две волны, из которых складывается результирующее поле: прямая волна

$E_1 = \frac{A}{r_1} \sin(\omega t - kr_1)$ и отраженная $E_2 = q_{\text{отр}} \frac{A}{r_2} \sin(\omega t - kr_2)$. Амплитуда отраженной волны отличается от прямой множителем $q_{\text{отр}}$, а путь r_2 складывается из отрезка O_1B и далее по лучу, идущему под углом ψ .

В силу закона отражения, $O_1B = O_2B$, и r_2 можно отсчитывать по прямой от точки O_2 , которая является зеркальным отражением точки O_1 . В широком диапазоне частот почти любая почва может рассматриваться как проводник, не говоря уже о морской воде. Тогда параметр $\gamma \gg 1$, а волновое сопротивление нижней среды

$Z_0/\sqrt{\gamma} \ll Z_0$. Волновое же сопротивление верхней среды (воздух) практически не отличается от Z_0 . Следовательно, $q_{\text{отр}} \approx -1$ даже при нормальном падении, а при скользких углах это приближительное равенство выполняется еще лучше. Поэтому для определения результирующего поля над поверхностью земли можно сформулировать простое правило: надо добавить к данной антенне точно такую же антенну в зеркально отраженной точке и считать, что она излучает радиоволны той же амплитуды, но с фазовым сдвигом 180° . Таким образом, результирующее поле равно

$$E = \frac{A}{r_1} \sin(\omega t - kr_1) - \frac{A_2}{r_2} \sin(\omega t - kr_2).$$

Будем отсчитывать расстояние r от точки O , находящейся как раз посередине между антенной и ее отражением. Тогда $OC_1 = O_2C_2 = h_1 \sin \psi$, $r_1 = r - h_1 \sin \psi$, $r_2 = r + h_1 \sin \psi$. Если рассматривается поле на расстоянии во много раз больше, чем высота антенны (для наземных антенн так оно обычно и бывает), то $r \gg h_1$ и в знаменателях в формуле для E можно положить $r_1 \approx r_2 \approx r$. В аргументах же синуса такое упрощение совершен-

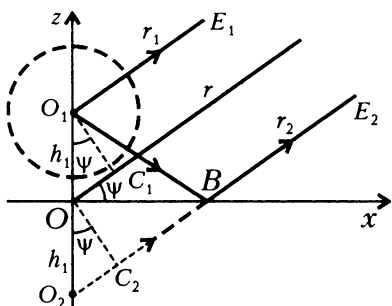


Рис. 40. Прямая и отраженная волны от антенны, расположенной над плоской поверхностью

но недопустимо, так как значения синуса существенно меняются на расстояниях порядка длины волны, независимо от того, далеко или близко находится антенна. Итак,

$$E = \frac{A}{r} \left(\sin((\omega t - kr) + kh_1 \sin \psi) - \sin((\omega t - kr) - kh_1 \sin \psi) \right).$$

С помощью известных тригонометрических формул получим

$$E = \frac{2A}{r} \sin(kh_1 \sin \psi) \sin\left(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}\right).$$

Дополнительная фаза $\pi/2$ не играет никакой роли, поэтому можно сделать заключение, что за счет отражения от земли амплитуда результирующего поля удваивается и возникает дополнительная направленность излучения в вертикальной плоскости с диаграммой направленности $f(\psi) = \sin(kh_1 \sin \psi)$. Независимо от высоты расположения антенны излучения вдоль поверхности земли всегда отсутствует, так как $f(0) = 0$. Этот вывод справедлив практически для любой ориентации диполя и над разнообразными почвами. Только в идеализированном случае бесконечно проводящей среды и при вертикальном излучателе $Q_{\text{отр}} = +1$ излучение вдоль границы «воздух–земля» оказывается максимальным и напряженность поля здесь удваивается. Однако в естественных средах этого не происходит, хотя вертикальная ориентация антенны оказывается все же предпочтительнее, если радиосвязь осуществляется на небольших высотах.

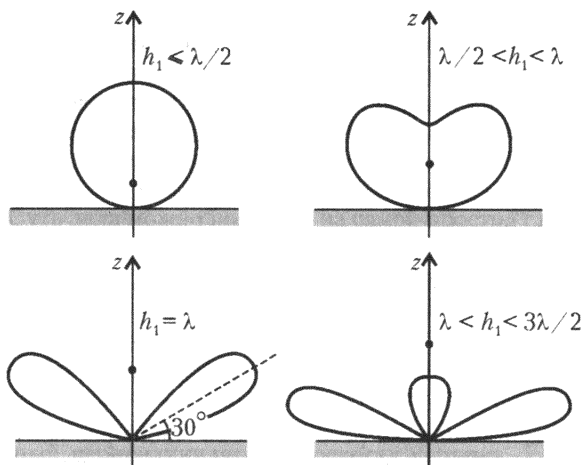


Рис.41. Диаграммы направленности антенн, расположенных на разных высотах

Структуру диаграммы направленности легко себе представить, если заметить, что при условии $kh_1 \sin \psi = m\pi$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$) $f(\psi) = 0$, а при $kh_1 \sin \psi = (2m + 1)\frac{\pi}{2}$ $f(\psi) = 1$. Первое условие определяет направления нулей диаграммы, а второе — положение максимумов. Число тех и других зависит от величины $kh_1 = 2\pi \frac{h_1}{\lambda}$, т.е. от высоты расположения антенны, выраженной в длинах волн. Деформация диаграммы по мере увеличения отношения h_1/λ показана на рисунке 41. При $h_1 \gg \lambda$ диаграмма направленности становится многолепестковой, причем нижний лепесток по мере увеличения h_1 все сильнее прижимается к земле, а ширина лепестков $\Delta\psi \approx \lambda/(2h_1)$ уменьшается.

Круглая Земля и радиоволны. Что изменится в предыдущих рассуждениях, если учесть шарообразность Земли? Прежде всего очевидно, что, находясь на заданной высоте и удаляясь от передатчика, мы постепенно достигнем горизонта и прямой луч от антенны передатчика к антенне приемника будет перекрыт выпуклостью Земли. Несложное геометрическое построение позволяет рассчитать предельную дальность прямой видимости, которая зависит от высоты рас-

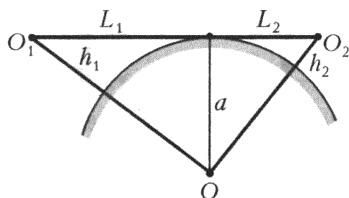


Рис.42. Предельная дальность прямой видимости над круглой Землей

положения антенн (рис.42). Первая часть трассы от антенны передатчика (точка O_1) до горизонта равна $L_1 = \sqrt{(a + h_1)^2 - a^2} = \sqrt{2ah_1 + h_1^2} \approx \sqrt{2ah_1}$ (малым слагаемым h_1^2 можно пренебречь, поскольку $h_1/a \ll 1$). Аналогично определяется и расстояние L_2 . Далее, учитывая, что радиус Земли $a \approx 6400$ км, окончательно получим L [км] = $L_1 + L_2 \approx 3,6(\sqrt{h_1$ [м]} + $\sqrt{h_2$ [м]).

Если при тех же высотах расположения антенн h_1 и h_2 расстояние между ними превысит L , напряженность поля будет быстро уменьшается, хотя и не упадет резко до нуля. Иными словами, радиоволна в какой-то мере способна распространяться за горизонт, огибая выпуклость Земли. То же самое происходит, если на пути волны возникает любое другое препятствие. Это явление называется *дифракцией*, и мы начнем знакомство с ним, рассмотрев плоскую волну вблизи края непрозрачного экрана. Строгое решение дифракционной зада-

чи требует сложных вычислений, но пояснить основные результаты можно просто.

Воспользовавшись принципом Гюйгенса, проведем построение на полуограниченном фазовом фронте вдоль оси z (рис. 43, а). На достаточном удалении от края экрана огибающая элементарных волн практически совпадает с огибающей безграничного фазового фронта, поэтому вдали от границы экрана его

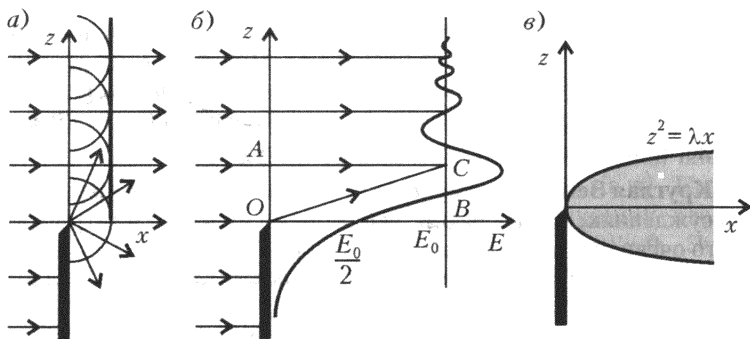


Рис. 43. Дифракция плоской волны на краю экрана: а) краевая волна; б) осцилляции поля в освещенной области и затухание в тени; в) область сильного влияния края экрана

влияние почти не сказывается. Иначе обстоит дело в окрестности края. Здесь возникает так называемая краевая волна, которая интерферирует с основной волной в освещенной области ($z > 0$). Чем глубже в тени находится точка наблюдения, тем слабее влияние элементарных волн, попадающих туда из освещенной области. Поэтому напряженность поля в тени быстро затухает. В освещенной же области за счет интерференции волн возникают осцилляции, масштаб которых вдоль оси z можно оценить следующим образом. В точку C на рисунке 43, б от фазового фронта приходят две волны: прямая вдоль луча AC и краевая вдоль луча OC . Интерференция станет заметной, когда разность фаз вдоль этих лучей $k(OC - AO)$ приблизительно равна π . При малых углах дифракции (угол COB) $OC = \sqrt{AC^2 + BC^2} = AC + \frac{BC^2}{2AC}$ и $OC - AC = \frac{BC^2}{2AC} = \frac{z^2}{2x}$ (x и z — координаты точки наблюдения C). Теперь условие интерференции можно записать следующим образом.

$$\frac{kz^2}{2x} = \pi, \text{ или } z = \sqrt{\lambda x}.$$

Это и есть характерный масштаб осцилляций в освещенной области вблизи границы тени. По мере удаления от края экрана амплитуда осцилляций все время уменьшается, и поле постепенно стремится к своему невозмущенному значению (см. рис.43,б). Формула, связывающая значения z и x , ограничивает область заметно влияния края экрана. Уравнение границы $z^2 = \lambda x$ представляет собой параболу (рис.43,в).

Вернемся снова к проникновению радиоволны за горизонт. В этом случае у препятствия нет резкого края, и лучевая картина строится несколько иначе (рис.44).

Напрямую сквозь Землю пройти нельзя из-за очень большого затухания, поэтому кратчайший путь от точки O_1 до точки O_2 проходит на некотором участке A_1A_2 непосредственно вдоль поверхности Земли. Спрашивается: почему мы говорим о кратчайшем пути? Оказы-

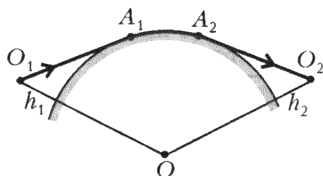


Рис.44. Радиоволна огибает круглую Землю

вается, это условие содержится в очень важном для теории распространения волн *принципе Ферма*, который был сформулирован в 1662 году и позволяет определять лучевые траектории в различных условиях. Согласно принципу Ферма, луч проходит от одной точки к другой таким образом, чтобы время распространения волны вдоль этого пути было минимальным. В однородной среде требования минимума времени прохождения заменяется условием кратчайшего расстояния (луч представляет собой прямую линию). Основываясь на принципе Ферма, можно не прибегать к построению волновых фронтов. При наличии препятствий надо наряду с прямым лучом включить в рассмотрение и дополнительные лучи, которые подобно упругим нитям «зацепляются» за край препятствия, как на рисунке 43,б, или огибают его, как на рисунке 44. Это и будут лучи, искривленные дифракцией.

Но дифракция – типичное свойство волн. Какое отношение к ним имеют лучи-нити? Оказывается, самое непосредственное. Каждому лучу можно сопоставить определенную амплитуду и фазу волны. Фаза волны определяется длиной отрезка луча от источника до наблюдателя, а амплитуда зависит от того, насколько сильно изгибается луч. Основная доля энергии радиоволны переносится прямыми и слабо изогнутыми лучами. Поэтому так быстро спадает напряженность поля в тени экрана, уменьшается амплитуда осцилляций в освещенной области, а при распространении вокруг Земли появляется дополнительное

затухание. Формула $z \approx \sqrt{\lambda x}$ показывает, что дифракционные явления становятся тем заметнее, чем больше длина волны λ . Если же $\lambda \rightarrow 0$, то z тоже стремится к нулю, граница «тень-свет» становится очень резкой. В этих условиях множитель ослабления на участке $A_1 A_2$ падает до нуля, и радиоволна за горизонт не распространяется. Вывод: загоризонтная радиосвязь за счет дифракции будет тем эффективнее, чем больше длина волны.

После того как мы познакомились с дифракцией волны на краю экрана, не представляет труда рассмотреть прохождение волны через щель (рис.45). Прежде всего отметим двумя пара-

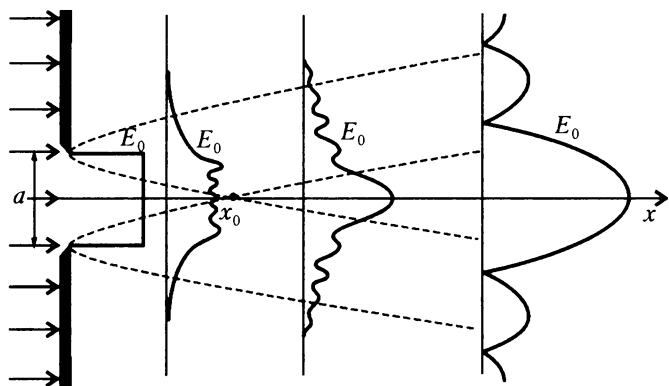


Рис.45. Изменения амплитуды поля на разных расстояниях от щели

болами (они показаны пунктиром) области влияния краев щели. Они перекрываются начиная с расстояния x_0 , которое определяется из условия $\sqrt{\lambda x_0} = a$, или $x_0 = a^2/\lambda$, где a – ширина щели. При $x \ll x_0$ каждый край щели можно рассматривать как границу своего экрана, и разрез поля просто складывается из двух кривых, показанных на рисунке 43,б. На таких расстояниях вклад в напряженность поля в данной точке дает не весь волновой фронт, а только те его участки, которые расположены в окрестности прямого луча, проходящего через точку наблюдения. По мере удаления от точки x , и особенно при $x \gg x_0$, области влияния краев полностью перекрываются. Здесь работает весь волновой фронт, и возникает уже знакомая нам картина, характеризуемая соответствующей диаграммой направленности. Расстояние x_0 является условной границей для двух областей, которые носят название области *дифракции Френеля* ($x \ll x_0$) и *дифракции Фраунгофера* ($x \gg x_0$). Все, что говорилось в

предыдущей главе о направленных свойствах антенны и о соотношениях неопределенностей, относится к дифракции Фраунгофера. Поэтому мы можем уточнить область применения выведенных там формул. Они справедливы на расстояниях $x \gg a^2/\lambda$, где a – размеры антенны. Часто используется и такая терминология: расстояния $x \ll a^2/\lambda$ называют ближней зоной антенны, а $x \gg a^2/\lambda$ – дальней зоной. Интересно обсудить, как будут разделяться эти зоны, если антенна излучает широкополосный сигнал, в спектре которого имеются разные длины волн. В этом случае граница $x_0 = a^2/\lambda$ между двумя областями размоется и будет охватывать интервал расстояний от $x_{\min} = a^2/\lambda_{\max}$ до $x_{\max} = a^2/\lambda_{\min}$, где λ_{\max} и λ_{\min} соответствуют границам спектра излучаемых частот.

С очень широкополосным сигналом связан так называемый электромагнитный снаряд. Столь грозные слова появились в радиофизической литературе сравнительно недавно, и в них вкладывается вполне определенный смысл. Так называют радиоволну, мощность которой на больших расстояниях от антенны убывает медленнее, чем $1/r$. Но раньше было показано, что по такому закону убывает с расстоянием напряженность поля, а мощность пропорциональна $1/r^2$, и эти зависимости являются следствием закона сохранения энергии. Получается, что в электромагнитном снаряде нарушается закон сохранения энергии! Конечно, это не так, и мы поймем, в чем тут дело, если рассмотрим дистанционную зависимость потока мощности $S(r)$ в ближней и дальней зонах. На рисунке 46 видно, что на расстояниях $r \ll a^2/\lambda$ поперечный размер пучка радиоволн мало отличается от размеров антенны (эту область называют иногда прожекторной зоной). Поэтому на таких расстояниях плотность потока мощности почти не меняется. В дальней зоне, при $r \gg a^2/\lambda$, пучок становится расходящимся, площадь его сечения растет пропорционально r^2 , а плотность потока мощности падает пропорционально $1/r^2$. Переход от $S(r) = S_0$ к $S(r) \sim 1/r^2$ показан схематически на рисунке 46,а.

Теперь представим себе, что антенна возбуждается не монохроматическим сигналом, а очень коротким импульсом постоянного тока (см. рис.46,б). Импульс не может мгновенно достичь своего максимального значения, поэтому наряду с его длительностью τ , надо указать еще длительность фронта $\tau_{\text{ф}}$ – время нарастания и спада тока. Этим временам соответствуют расстояния $c\tau$ и $c\tau_{\text{ф}}$, которые и играют роль λ_{\max} и λ_{\min} . На кривой

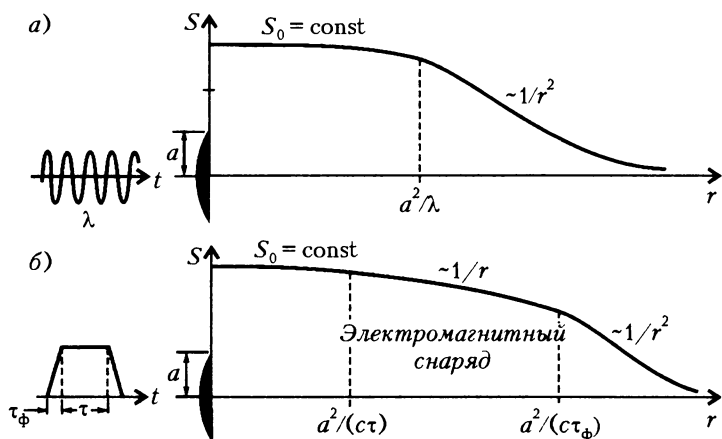


Рис.46. К возникновению электромагнитного снаряда

$S(r)$ возникает переходная область от $S = S_0$ до $S \sim 1/r^2$, в которой, например, $S \sim 1/r$ (зависимость $S(r)$ в переходной зоне зависит от распределения тока в антенне). В области расстояний от $a^2/(c\tau)$ до $a^2/(c\tau_\phi)$ реализуется режим электромагнитного снаряда. При малых τ_ϕ он простирается достаточно далеко. Например, если $\tau_\phi \approx 10^{-12}$ с и $a \approx 10$ м, снаряд действует до расстояний порядка 300 км. На таких расстояниях плотность потока мощности остается очень большой, и возникает вопрос: не будет ли поврежден какой-либо объект, если на него попадет радиолуч? Отсюда, собственно, и возник термин «электромагнитный снаряд». Мы можем успокоить читателя: при технически достижимых в настоящее время мощностях и приемлемых размерах антенны ничего страшного не произойдет. Что же касается будущего, то кто знает...

Задачу о дифракции на щели можно сформулировать несколько иначе. Вместо того чтобы исследовать поле на разных расстояниях, зафиксируем точку наблюдения и будем менять ширину щели. Пусть точка, в которой мы определяем напряженность поля, расположена на оси x . Очевидно, что при очень большой ширине щели a поле в точке наблюдения практически будет таким же, как в свободном пространстве, но по мере сужения щели напряженность поля начнет меняться, а при $a \rightarrow 0$ упадет до нуля. Спрашивается: при какой ширине щели станут заметными изменения поля в точке наблюдения на оси x ?

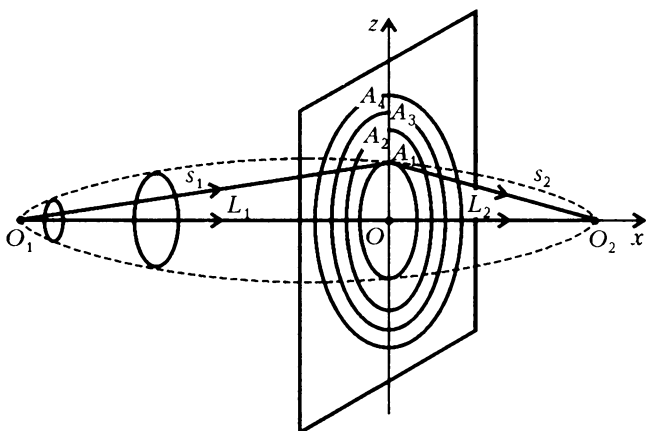


Рис.47. Зоны Френеля

Ответив на этот вопрос, мы тем самым определим «толщину» радиолуча.

Имеет смысл рассмотреть сразу более общую задачу, считая, что источник находится от наблюдателя на конечном расстоянии (рис.47). Допустим сначала, что никакого экрана нет, а плоскость $x = 0$ показана на рисунке только для некоторого вспомогательного построения. Мы отметим на ней круговые площадки, от которых попадают в точку наблюдения элементарные волны, возникающие здесь согласно принципу Гюйгенса. Все волны, идущие через площадку определенного радиуса от источника к приемнику, имеют одну и ту же фазу в силу осевой симметрии всей картины. Радиусы же площадок (они носят название *зон Френеля*) подберем таким образом, чтобы фазы путей, проходящих по внутреннему и внешнему краю кольца, отличались на 180° . Радиус первой зоны Френеля $r_1 = OA_1$ определяется из треугольников O_1OA_1 и O_2OA_1 :

$$\begin{aligned} k(s_1 + s_2) - k(L_1 + L_2) &= \\ &= k\left(\sqrt{L_1^2 + r_1^2} + \sqrt{L_2^2 + r_1^2} - L_1 - L_2\right) = \frac{kr_1^2}{2} \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}\right) = \pi. \end{aligned}$$

Отсюда получается следующая формула:

$$r_1 = \sqrt{\frac{\lambda L_1 L_2}{L_1 + L_2}}.$$

Величина r_1 обращается в ноль вблизи точек O_1 и O_2 и достигает максимума, зависящего от длины волны, посредине радиотрассы при $L_1 = L_2$. Аналогично рассчитываются и

радиусы последующих зон:

$$r_n = \sqrt{\frac{n\lambda L_1 L_2}{L_1 + L_2}}.$$

Результирующее поле в точке наблюдения равно сумме полей от всех зон. Разность фаз между «соседними» полями составляет 180° , а амплитуды E_n оказываются тем меньше, чем выше номер площадки, так как они видны из точки O_2 под все

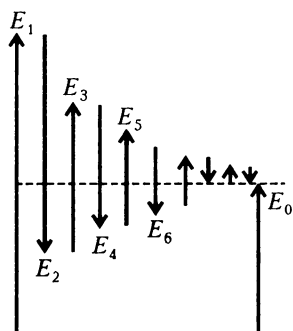


Рис.48. Суммирование полей, создаваемых волнами, проходящими через разные зоны Френеля

более скользящими углами. Суммирование всех полей схематически показано на рисунке 48. Видно, что поля E_n и E_{n+1} ослабляют друг друга, но не до нуля, и в результате суммарное поле E_0 имеет вполне определенную величину. Теперь представим себе, что в плоскости, проходящей через точку O на рисунке 47, расположен непрозрачный экран с круговым отверстием. До тех пор пока радиус отверстия охватывает

большое число зон Френеля, экран не будет ослаблять поле в точке O_1 , так как исключение из рассмотрения нескольких E_n с очень большими номерами не повлияет на величину E_0 . Далее, по мере сужения отверстия, результирующая амплитуда начнет осциллировать, становясь то больше, то меньше E_0 , а когда радиус отверстия окажется равным r_1 , поле достигнет максимума. С дальнейшим уменьшением радиуса отверстия напряженность поля будет падать вплоть до нуля. Естественным принять первую зону Френеля за «толщину» луча. Можно показать, что при перемещении экрана между точками O_1 и O_2 граница r_1 описывает в плоскости чертежа эллипс, а в пространстве – эллипсоид вращения. При $L_1 \rightarrow \infty$ мы приходим к формуле для плоской волны.

Учитывая «толщину» луча, или точнее область, существенную для распространения радиоволн, можно убедиться, что и плоская Земля может заэкранировать радиотрассу, если антенны расположены не очень высоко. В этом случае все рассуждения о прямом и отраженном лучах теряют смысл, и решение задачи требует более строгого анализа на основе уравнений Максвелла. Лучевая трактовка в задачах о распространении радиоволн оказывается очень полезной (это *приближение гео-*

метрической оптики), но всякий раз надо проверять, чтобы в пределах «толщины» луча не было никаких препятствий.

В заключение обсудим, что произойдет, если вместо экрана с круглым отверстием на пути луча поставить экран в виде диска (рис.49). На границе геометрической тени, имеющей форму конуса, возникнут переходные осцилляции, подобные тем, которые наблюдались на краю плоского экрана, а на оси конуса напряженность поля возрастет. Увеличение напряженности объясняется тем, что лучи, идущие вблизи края диска, доносят до центра тени волны в одной и той же фазе, что и приводит к увеличению интенсивности. Пусть читатель не смущается, если этот вывод покажется ему странным и противоречащим повседневному опыту. Не он первый оказывается в данном случае жертвой «здравого смысла». В свое время тот же самый ход рассуждений был проведен С.Пуассоном (1781–1840) – одним из крупнейших французских ученых начала XIX века. Пуассон был членом комиссии, специально созданной Парижской академией наук для проведения конкурса на лучшую работу о природе света. Пуассон проанализировал теорию, изложенную в конкурсной работе Френеля, и вывод о возникновении светлого пятна в центре тени показался ему столь абсурдным, что он посчитал его за аргумент против волновой теории света. Комиссия предложила проверить экспериментально это парадоксальное утверждение. Опыты были поставлены, и оказалось, что светлое пятно в центре тени действительно возникает! С этого времени волновая теория света стала общепризнанной, хотя отождествление света с электромагнитными волнами произошло значительно позднее.

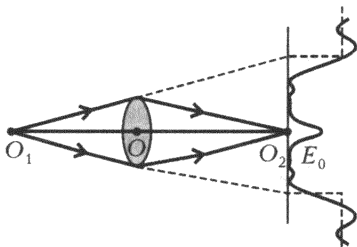


Рис.49. Дифракция приводит к возрастанию напряженности поля в центре тени от непрозрачного диска

Светлое пятно в центре тени представляет собой не что иное как изображение источника O_1 , т.е. непрозрачный диск действует подобно собирающей линзе. С помощью такой «линзы» можно получить и более сложные изображения. Повышение интенсивности в центре тени легче заметить в радиодиапазоне, чем в области видимого света, поскольку с увеличением длины волны дифракционные явления проявляются более отчетливо. Их удастся наблюдать даже при экранировании источника

радиоизлучения таким крупным препятствием, как Луна, но об этом мы расскажем позже.

Неровная Земля. Поверхность Земли всегда покрыта неровностями, поэтому сразу возникает вопрос: насколько применимо упрощенное представление о гладкой поверхности раздела к реальным радиотрассам? Похоже, что очень мелкие шероховатости не будут заметно искажать отраженную волну. Это действительно так, но надо дать количественное определение понятию «малые неровности».

Естественно, сравнивая высоту неровностей h с длиной волны λ , для малых неровностей написать такое неравенство: $h \ll \lambda$. В общем это неравенство правильное, но, как мы вскоре убедимся, излишне строгое. Бывают случаи, когда $h > \lambda$ или даже $h \gg \lambda$, но все равно неровности можно считать малыми. Кроме того, само понятие высоты неровностей нуждается в уточнении. На любой трассе обычно встречаются неровности разной высоты. Пример рельефа земной поверхности (сечение плоскостью чертежа) показан на рисунке 50. Будем считать пока, что

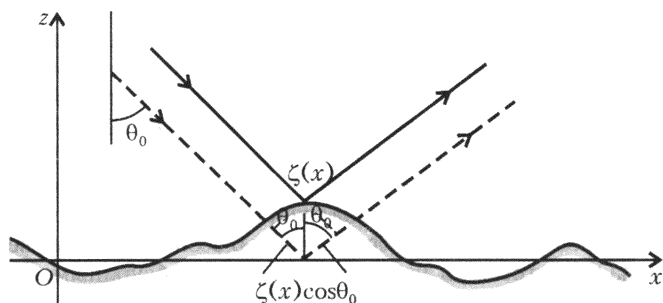


Рис. 50. При отражении от неровности фаза радиоволны меняется

неровная граница зависит только от одной координаты x и рельеф описывается функцией $z = \zeta(x)$. Относительно падающей волны предполагается, что вектор \vec{k} лежит в плоскости xz .

Для расчета отраженного поля надо решить задачу дифракции волны на всех неровностях поверхности, учитывая, вообще говоря, и переотраженные волны, идущие от одной неровности к другой. Понятно, что это очень сложная задача, но даже если бы мы смогли ее точно решить (например, сделать расчет на ЭВМ), то получили бы ответ, пригодный только для одной конкретной трассы. Стоит передатчику или приемнику несколько сдвинуться, и все пришлось бы начать сначала. Если же

учесть, что поверхность может быть движущейся (морские волны, колышущиеся растения), то задача еще более усложняется.

Выход заключается в статистическом подходе, который широко применяется в задачах о распространении радиоволн в реальных условиях. Суть его состоит в том, что вместо точного решения дифракционной задачи, вычисляются некоторые усредненные характеристики отраженного поля, пригодные для целого класса поверхностей. Сама поверхность $\zeta(x)$ тоже рассматривается как случайная функция с определенными статистическими параметрами. Прежде всего – это среднее значение, которое будем обозначать косыми скобками: $\langle \zeta(x) \rangle$. В дальнейшем предполагается, что $\langle \zeta(x) \rangle$ не зависит от x (такие поверхности называются статистически однородными) и, более того, $\langle \zeta(x) \rangle = 0$. Это условие не является каким-либо ограничением. Если бы оказалось, что $\langle \zeta(x) \rangle = \zeta_0 \neq 0$, то можно было бы принять уровень $z = \zeta_0$ за начало отсчета высоты z , и в этих новых координатах $\langle \zeta(x) \rangle$ стало бы равно нулю. Наряду со средним значением $\langle \zeta(x) \rangle$ важную роль играет средний квадрат $\langle \zeta^2(x) \rangle$. Эта величина носит название *дисперсии* случайной функции $\zeta(x)$ и часто обозначается так: σ_ζ^2 . Разумеется, из того факта, что $\langle \zeta(x) \rangle = 0$, отнюдь не следует, что и $\langle \zeta^2(x) \rangle$ будет равно нулю, так как $\langle \zeta^2(x) \rangle > 0$ при любых x , в отличие от $\langle \zeta(x) \rangle$, которая принимает положительные и отрицательные значения с равной вероятностью. Величина σ_ζ^2 служит мерой высоты неровностей. Используется также и *среднеквадратическое отклонение* $\sigma_\zeta = \sqrt{\langle \zeta^2(x) \rangle}$. Для статистически однородных поверхностей σ_ζ не зависит от x .

Теперь, казалось бы, можно уточнить понятие «малые неровности»: вместо неравенства $h \ll \lambda$ надо написать $\sigma_\zeta \ll \lambda$, и вопрос о неопределенности h сам собой отпадет. Это действительно так, но и новое неравенство на самом деле является слишком жестким.

Вернемся к вопросу об отражении радиоволны. Пусть поляризация падающей волны такова, что вектор \vec{E} направлен вдоль оси y :

$$E_{\text{пад}y} = E_0 \sin(\omega t - k_x x + k_z z) = E_0 \sin(\omega t - kx \sin \theta_0 + kz \cos \theta_0).$$

Далее индекс « y » для сокращения записи писать не будем. Если бы отражение происходило от плоскости $z = 0$, а Земля была бы

идеальным проводником, то в силу граничного условия $(E_{\text{пад}} + E_{\text{отр}})|_{z=0} = 0$ поле отраженной волны на плоскости было бы таким:

$$E_{\text{отр}}|_{z=0} = -E_0 \sin(\omega t - kx \sin \theta_0).$$

Наличие неровностей изменяет путь, проходимый волной, на величину $2\zeta(x) \cos \theta_0$ (см. рис.50), что приводит к фазовому сдвигу на $2k\zeta(x) \cos \theta_0$ при практически неизменной амплитуде. Таким образом, задача об отражении волны от поверхности $\zeta(x)$ заменяется более простой задачей об отражении от плоскости $z = 0$, но с изменениями фазы на $2k\zeta(x) \cos \theta_0$ в каждой точке x . Поле отраженной волны на плоскости $z = 0$ надо записать теперь так:

$$E_{\text{отр}}|_{z=0} = -E_0 \sin(\omega t - kx \sin \theta_0 + 2k\zeta(x) \cos \theta_0).$$

Если добавка к фазе мала ($2k\zeta(x) \cos \theta_0 \ll 1$), то, раскрывая синус суммы и полагая $\sin(2k\zeta \cos \theta_0) = 2k\zeta \cos \theta_0$ и $\cos(2k\zeta \cos \theta_0) = 1$, получим

$$E_{\text{отр}}|_{z=0} = -E_0 (\sin(\omega t - kx \sin \theta_0) - 2k\zeta(x) \cos \theta_0 \cos(\omega t - kx \sin \theta_0)).$$

Среднее значение амплитуды второй волны в скобках равно нулю в силу равенства $\langle \zeta(x) \rangle = 0$, поэтому условие малости этой добавки следует сформулировать для среднеквадратического отклонения σ_ζ :

$$2k\sigma_\zeta \cos \theta_0 \ll 1,$$

или, переходя от k к длине волны λ :

$$4\pi \frac{\sigma_\zeta}{\lambda} \cos \theta_0 \ll 1.$$

Это и есть то условие, которое позволяет считать случайные неровности малыми. Два последних неравенства называют критериями Рэлея – по имени английского физика Дж.Рэлея (1842–1919). За счет множителя $\cos \theta_0$ условие малости оказалось менее жестким, чем мы предположили заранее. Если углы θ_0 близки к $\pi/2$, то неравенства будут выполняться и для больших σ_ζ/λ . Это означает, что даже сильно шероховатая поверхность ведет себя как зеркально гладкая при скользящем падении волны. Читатель легко может убедиться в этом, поднеся к глазам

книгу, которую он сейчас читает. При скользящем освещении бумага начинает блестеть, т.е. возникает зеркальное отражение, хотя неровности бумаги значительно превосходят длину световой волны.

По заданному на поверхности $z = 0$ отраженному полю можно рассчитать отраженное поле во всем полупространстве $z > 0$. Представим его в виде

$$E_{\text{отр}} = E_{\text{отр}}^{(0)} + E_{\text{отр}}^{(1)}.$$

Верхний индекс «0» указывает на то, что это поле нулевого приближения, т.е. без учета шероховатостей, а индекс «1» обозначает поле первого приближения, т.е. с учетом линейных по k_{ζ} членов. Поле $E_{\text{отр}}^{(0)}$ представляет собой зеркально отраженную волну:

$$E_{\text{отр}}^{(0)} = -E_0 \sin(\omega t - kx \sin \theta_0 - kz \cos \theta_0).$$

Для определения $E_{\text{отр}}^{(1)}$ рассмотрим сначала вспомогательную задачу. Допустим, что поверхность $\zeta(x)$ является синусоидальной: $\zeta(x) = B \sin qx$. Произведем в формуле для граничного значения $E_{\text{отр}}^{(1)}|_{z=0}$ тригонометрические преобразования:

$$\begin{aligned} E_{\text{отр}}^{(1)}|_{z=0} &= 2E_0 kB \sin qx \cos \theta_0 \cos(\omega t - kx \sin \theta_0) = \\ &= E_0 kB \cos \theta_0 (\sin(\omega t - kx \sin \theta_1) - \sin(\omega t - kx \sin \theta_2)). \end{aligned}$$

Мы ввели обозначения θ_1 и θ_2 с помощью следующих соотношений: $k \sin \theta_1 = k \sin \theta_0 - q$, $k \sin \theta_2 = k \sin \theta_0 + q$. Слагаемые в больших скобках отличаются от $\sin(\omega t - kx \sin \theta_0)$ только заменой θ_0 на θ_1 или на θ_2 . Поэтому ясно, что они породят в полупространстве $z > 0$ волны, подобные $E_{\text{отр}}^{(0)}$, и мы получим

$$\begin{aligned} E_{\text{отр}}^{(1)} &= E_0 kB \cos \theta_0 (\sin(\omega t - kx \sin \theta_1 - kz \cos \theta_1) - \\ &\quad - \sin(\omega t - kx \sin \theta_2 - kz \cos \theta_2)). \end{aligned}$$

Из определения θ_1 и θ_2 следует, что $\theta_1 < \theta_0$, а $\theta_2 > \theta_0$. Значит, в отраженном поле наряду с зеркальной волной появятся еще две волны, волновые векторы которых \vec{k}_1 и \vec{k}_2 расположены по разные стороны от вектора \vec{k} (рис.51). Эта картина очень напоминает боковые частоты, возникающие при модуляции синусоидального колебания. Мощность излучения $P_{\text{отр}}^{(1)}$, приходящаяся на «боковые» волны, пропорциональна $(E_{\text{отр}}^{(1)})^2$, а

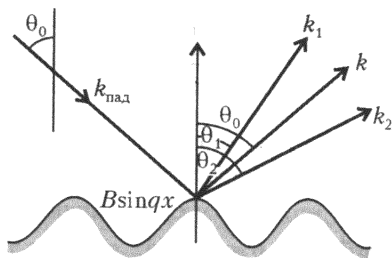


Рис.51. Отражение волны от «синусоидальной» поверхности

средняя мощность $\langle P_{\text{отр}}^{(1)} \rangle \sim \langle B^2 \rangle$.

В реальных условиях рельеф земной поверхности $\zeta(x)$, конечно, не является синусоидальной функцией, но его можно представить в виде множества синусоид с разными волновыми числами q и амплитудами $B(q)$.

Каждая синусоида порождает волну, рассеянную под углом $\theta(q)$ слева и справа от зеркального направления θ_0 . Углы $\theta(q)$ определяются так же, как раньше находились $\theta_{1,2}$: $k \sin \theta(q) = k \sin \theta_0 \pm q$. Что же касается средней мощности $\langle P_{\text{отр}}^{(1)} \rangle$, то, учитывая независимость разных амплитуд $B(q)$, ее надо определять по формуле суммирования мощностей некогерентных колебаний, заменяя сумму на интеграл по всем возможным значениям q от q_{\min} до q_{\max} :

$$\langle P_{\text{отр}}^{(1)} \rangle \sim \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \langle B^2(q) \rangle dq = \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} G(q) dq.$$

Величину $G(q) = \langle B^2(q) \rangle$ называют *энергетическим спектром*, или *спектральной плотностью*, случайной функции $\zeta(x)$. Поскольку каждому значению q соответствует определенный угол рассеяния $\theta(q)$, величина $G(q)$ характеризует распределение мощности рассеянной волны по направлениям вблизи θ_0 . На рисунке 52 показана соответствующая кривая $F(\theta)$, которая носит название *индикатрисы рассеяния*. Она имеет тот же смысл, что и диаграмма направленности антенны. Обобщение на неровную поверхность $\zeta(x, y)$, зависящую от двух координат x и y , не представляет труда. В этом случае $G(q) \rightarrow G(q_x, q_y)$ и $dq \rightarrow dq_x dq_y$. За счет неровностей с $q_y \neq 0$ появляются новые направления рассеяния, выводящие вектор \vec{k} из плоскости падения xz .

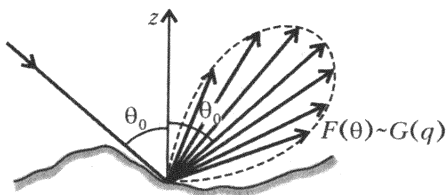


Рис.52. Индикатриса рассеяния радиоволн от неоднородной поверхности

Несколько слов о спектре $G(q)$. Поскольку каждому волновому числу q соответствует длина волны $l_q = 2\pi/q$, можно сказать, что функция $G(q)$ характеризует распределение горизонтальных размеров неоднородностей l_q , из которых образуется рельеф $\zeta(x)$. Природный рельеф часто описывается степенной функцией $G(q) \sim q^{-\alpha}$, где $\alpha = 2 - 4$. В частности, для морских волн обычно полагают $\alpha = 3,4$. На рисунке 53 показан «морской» степенной спектр $G(q)$. Тот же график может рассматриваться и как распределение по горизонтальным размерам неоднородностей l_q . Надо только помнить, что направление возрастания l_q противоположно q . Степенной участок спектра не охватывает всего интервала значений q от 0 до ∞ . Малым q соответствуют огромные размеры неоднородностей l_q , которые в реальных условиях всегда отсутствуют. Например,

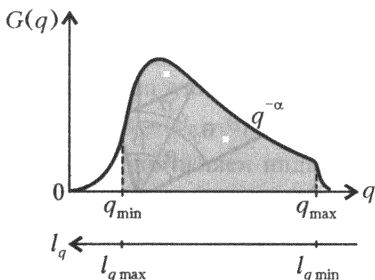


Рис.53. Энергетический спектр взволнованной поверхности моря

когда речь идет о морских волнах, то их длины не превышают нескольких десятков, в крайнем случае сотен метров. Поэтому спектральная плотность начинает спадать при $q \lesssim 10^{-1} \text{ м}^{-1}$, что соответствует длинам волн около 100 м. Как возникает верхняя граница степенного участка спектра, будет рассказано позже.

При радиолокационных исследованиях большой интерес представляет вопрос о том, может ли радиоволна отразиться от шероховатой поверхности точно назад. Для этого надо «вернуть» $k_x = k \sin \theta_0$ в противоположную сторону, т.е. необходимо выполнить условие $k \sin \theta_1 = k \sin \theta_0 - q = -k \sin \theta_0$. Отсюда получим $q = 2k \sin \theta_0$. Следовательно, радиолокационное отражение определяется неровностями с горизонтальными размерами $l_q = 2\pi/q = \pi/(k \sin \theta_0) = \lambda/(2 \sin \theta_0)$. При скольльзящем падении $\theta_0 \approx \pi/2$, $\sin \theta_0 \approx 1$ и $l_q \approx \lambda/2$. Получается, что радиоволна с длиной волны λ сама «выбирает» из всех неоднородностей подходящий размер l_q , чтобы отразиться точно назад. Неоднородности других размеров в радиолокационном отражении почти не участвуют. Это явление носит название *резонансного рассеяния*.

Перейдем к рассмотрению другого класса неровностей, кото-

рые могут быть очень большими ($\sigma_{\zeta} \gg \lambda$), но достаточно пологими. Мы будем считать изменение рельефа настолько плавным, что отражение радиоволны от данного участка происходит так же, как отражение от плоскости, касательной к реальной поверхности (такой подход носит название *метода касательной плоскости*). В этом случае также возникают волны, рассеянные по разным направлениям, но распределение отраженной мощности по углам определяется уже по-другому. Суть дела станет понятной, если взглянуть на рисунок 54.

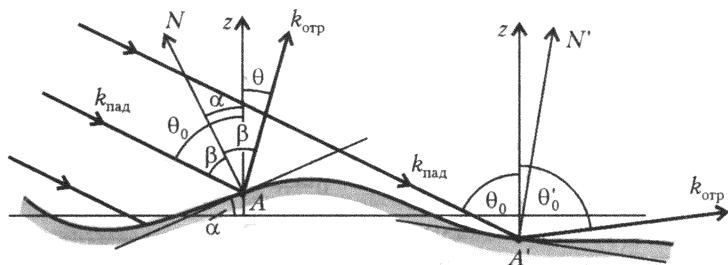


Рис. 54. Отражение радиоволн от пологих неровностей

Рассмотрим, например, волну, падающую на участок поверхности в окрестности точки A . Направление отражения является зеркальным относительно нормали к поверхности N , проведенной в точке A (угол β). Угол же рассеяния θ , отсчитываемый, как обычно, от оси z , будет равен $\theta = \theta_0 - 2\alpha$, где θ_0 – угол падения, α – угол наклона поверхности в точке A . Для площадки с центром в точке A' угол θ' станет уже иным, поскольку при переходе от A к A' меняются угол α и направление нормали. Следовательно, если мы хотим выяснить, какая мощность отражается в данном направлении θ , нам нужно будет найти все участки поверхности, которые имеют наклон α , удовлетворяющий условию $\theta = \theta_0 - 2\alpha$. Это так называемые блестящие площадки. Наглядное представление о такой картине возникнет у читателя, если он вспомнит о лунной дорожке на взволнованной поверхности моря. Конечно, для каждого направления рассеяния «блестят» разные участки и мощность рассеяния будет больше в том направлении, где больше общая площадь «блестящих» площадок. На рисунке 55,а показана так называемая *функция распределения* углов наклона $W(\alpha)$. Площадь заштрихованного столбика пропорциональна вероятности наклона поверхности в интервале углов $\Delta\alpha$ вблизи угла α . Очевидно, что полная площадь под кривой равна 1, так как какой-нибудь из наклонов встретится обязательно.

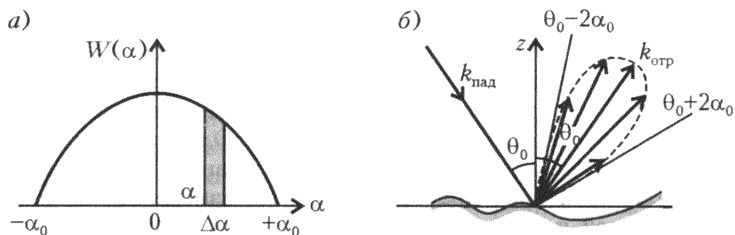


Рис.55. Функция распределения углов наклона поверхности (а) и индикатриса рассеяния радиоволн (б)

Средняя мощность, рассеянная под углом $\theta = \theta_0 - 2\alpha$ в интервал углов $\Delta\theta$, будет пропорциональна указанной выше вероятности, т.е. $\langle P_{отр} \rangle \Delta\theta \sim W(\alpha) \Delta\alpha$ при $\alpha = (\theta_0 - \theta)/2$. Таким образом, зная функцию $W(\alpha)$, мы сразу определяем индикатрису рассеяния $\langle P_{отр}(\theta) \rangle \sim W((\theta_0 - \theta)/2)$ (рис.55,б). Поскольку наибольшее значение $W(\alpha)$ соответствует $\alpha = 0$, максимальная рассеянная мощность приходится на направление зеркального отражения, где $\theta = \theta_0$. Полная, т.е. рассеянная по всем углам, мощность равна $P_{пад}$ в силу закона сохранения энергии.

Радиоволны над морем. Две трети поверхности Земли покрыто водой, и человечество с давних времен неразрывно связано с Мировым океаном. Раньше классическая океанография пользовалась для изучения волн только так называемыми контактными методами, при которых все измерения проводились вблизи берега или корабля. При этом добывались данные, относящиеся, как правило, непосредственно к точке наблюдения. Сейчас разработаны дистанционные методы, при которых измерительные приборы находятся далеко от тех областей океана, которые подвергаются исследованию. Для передачи информации от изучаемого объекта к измерительному прибору используется широкий диапазон электромагнитного излучения, включающий в себя видимый свет, инфракрасные лучи и радиоволны. Сами же измерительные приборы могут устанавливаться на самолетах и спутниках, обеспечивая обзор огромных пространств. Особую роль играют радиофизические методы, которые, в отличие от оптических, являются всепогодными, работоспособными в любое время суток и в условиях полярной ночи.

Радиофизические исследования морского волнения начались в нашей стране в 60-е годы под руководством профессора С.Я.Брауде. К настоящему времени они получили всеобщее признание, и родилась новая наука – *радиоокеанография*. В ее

основе лежат закономерности, описывающие распространение радиоволн над взволнованной поверхностью моря.

Раньше мы познакомились с отражением радиоволн от случайной поверхности $\zeta(x)$. Конечно, взволнованная поверхность океана – это тоже случайная поверхность. Однако простейшая схема, с которой начиналось наше исследование (синусоидальные неровности), должна быть сразу же изменена. Различие между землей и морем видно, как говорится, невооруженным глазом: земной рельеф неподвижен, а морские волны все время движутся. Поэтому в качестве элементарного синусоидального колебания надо рассматривать бегущую волну $z = \zeta(x, t)$, где

$$\zeta(x, t) = B \sin(qx - \Omega t).$$

Здесь волновое число q и частота Ω относятся к морской волне, бегущей с фазовой скоростью $v_{\text{мор}} = \Omega / q$. Считая пока длину радиоволны достаточно большой ($\lambda \gg \sigma_{\zeta} \cos \theta_0$), воспользуемся методом малых возмущений и представим отраженное поле на плоскости $z = 0$ в следующем виде:

$$E_{\text{отр}}|_{z=0} = -E_0 (\sin(\omega t - kx \sin \theta_0) - 2k\zeta(x, t) \cos \theta_0 \cos(\omega t - kx \sin \theta_0)),$$

или (после преобразований, аналогичных проделанным ранее)

$$E_{\text{отр}}^{(1)} = E_0 k B \cos \theta_0 (\sin(\omega_1 t - kx \sin \theta_1 + kz \cos \theta_1)) - \sin(\omega_2 t - kx \sin \theta_2 + kz \cos \theta_2).$$

Углы рассеяния θ_1 и θ_2 определяются уже известными нам соотношениями $k \sin \theta_{1,2} = k \sin \theta_0 \mp q$, но теперь в разных направлениях рассеянные волны имеют разные частоты: $\omega_1 = \omega - \Omega$ и $\omega_2 = \omega + \Omega$. Это очень важное отличие. Заметим также, что величины q и Ω в морской волне не являются независимыми. Каждому q (а следовательно, и углу рассеяния) соответствует определенная Ω (а значит, и частота рассеянной радиоволны).

Остановимся на зависимости $\Omega(q)$ несколько подробнее. Ее можно установить, анализируя размерность тех величин, от которых зависят параметры волн. Очевидно, что в формулу для $\Omega(q)$ должно войти ускорение силы тяжести g , которая стремится вернуть деформированную под действием ветра водную поверхность в ее исходное положение. Поскольку размерности величин g и q есть $[g] = \text{см} \cdot \text{с}^{-2}$ и $[q] = \text{см}^{-2}$, то из двух величин g и q легко построить третью величину с размерностью частоты

$$[\Omega] = \text{с}^{-1} :$$

$$\Omega^2 = gq, \text{ или } \Omega = \sqrt{gq}.$$

На этом можно было бы и закончить наш анализ, но мы не учли еще одну силу, которая также стремится вернуть деформированную водную поверхность в исходное состояние. Речь идет о силе поверхностного натяжения. Коэффициент поверхностного натяжения σ имеет размерность $[\sigma] = \text{г} \cdot \text{с}^{-2}$. Поверхностное натяжение действует тем сильнее, чем меньше плотность жидкости ρ_0 , поэтому в формулу для частоты σ и ρ_0 войдут в сочетании σ_0/ρ . Эта дробь обозначается обычно буквой γ и имеет размерность $[\gamma] = \text{с}^{-2} \cdot \text{см}^3$. Легко сообразить, что величина γq^3 будет иметь размерность квадрата частоты, и для волн, связанных только с поверхностным натяжением, получим

$$\Omega^2 = \gamma q^3, \text{ или } \Omega = q\sqrt{\gamma q}.$$

На самом деле, два фактора – тяготение и поверхностное натяжение – действуют одновременно, и правильная формула для Ω имеет вид

$$\Omega^2 = gq + \gamma q^3 = gq \left(1 + \frac{\gamma q^2}{g} \right).$$

При малых q (большие длины морских волн $l_q = 2\pi/q$) главную роль играет сила тяжести, и можно пользоваться первой частной формулой для Ω . Такие волны называются *гравитационными*. При больших q (мелкая рябь) справедлива вторая частная формула, поскольку она содержит q^3 . Такие волны называются *капиллярными*. Общая же формула описывает *гравитационно-капиллярные* волны. Граничное значение длины морской волны $l_{\text{гр}}$, которое условно разделяет два типа волн, определяется из условия равенства частот, полученных из двух частных формул:

$l_{\text{гр}} = \frac{2\pi}{q_{\text{гр}}} = 2\pi \sqrt{\frac{g}{\gamma}}$. Для воды $\sigma = 70$ дин/см, $\rho_0 = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, поэтому $l_{\text{гр}} = 2$ см. Таким образом, только очень мелкая рябь представляет собой капиллярные волны.

Рассматривая морское волнение, надо, кроме сил тяжести и поверхностного натяжения, учесть еще внутреннее трение между частицами воды (вязкость). За счет вязкости энергия колебаний поверхности переходит в тепло, и волны затухают. Затухание проявляется тем заметнее, чем меньше длина волны l_q , или чем больше $q \approx 2\pi/l_q$. Поэтому спектр морского волнения, показанный на рисунке 53, круто обрывается со стороны больших q .

Максимальное значение спектральной плотности соответствует $q \approx 10^{-1} \text{ м}^{-1}$, т.е. длинам волн в несколько десятков метров.

Вообще, высота и длина морских волн зависят от скорости ветра, его продолжительности и так называемого разгона – расстояния, на котором ветер дует с постоянной скоростью. Теоретически, развитое (не меняющееся длительное время) волнение устанавливается лишь при бесконечной продолжительности ветра. На практике же оно наблюдается при больших, но конечных значениях времени и расстояний. В установившемся режиме потери энергии волн из-за вязкости компенсируются ветром. Таким образом, изучая морское волнение, можно получить данные и о скорости ветра.

Когда мы говорим об изучении морского волнения, то имеем в виду прежде всего его энергетический спектр $G(q)$. Основой для восстановления спектра по отраженным радиосигналам служит механизм резонансного, или избирательного рассеяния, о котором уже рассказывалось. Представим себе радиолокатор, стоящий на берегу и облучающий морскую поверхность. Основные отражения будут наблюдаться от таких размеров l_q , которые равны примерно половине длины волны излучения радиолокатора. Поэтому интенсивность радиолокационных сигналов на длине волны λ будет пропорциональна $G(q)$ при $q = 4\pi/\lambda$. Перестраивая радиолокатор с одной волны на другую, можно, в принципе, определить весь спектр $G(q)$. Казалось бы, все очень просто, но для того чтобы перекрыть достаточно широкий диапазон значений q , потребуются длины радиоволн от нескольких десятков или даже сотен метров до сантиметров. В одной установке совместить такие разные длины волн не представляется возможным, поэтому разрабатываются разные радиолокаторы для изучения длинноволновой части спектра морского волнения – декаметровые радиолокаторы и для его коротковолнового участка – сантиметровые или даже миллиметровые радиолокаторы.

Декаметровые радиолокаторы имеют направленные антенны очень больших размеров (так называемые фазированные антенные решетки), состоящие из большого числа высоких мачт. Вся антенная система достигает в длину километра и более. Такой радиолокатор устанавливается на берегу, и дальность его действия ограничивается шарообразностью Земли. Правда, за счет дифракции радиоволны все же заходят за горизонт, но интенсивность радиосигнала там быстро падает. Тем не менее, дальность действия декаметровых радиоокеанографических локаторов достигает нескольких сотен километров.

Совсем иные возможности возникают, если используются сантиметровые радиоволны. Хотя такие короткие волны очень быстро затухают за горизонтом, но антенна и вся соответствующая радиоаппаратура имеют небольшие размеры и могут быть установлены на борту корабля, самолета или спутника (в последнем случае зона обзора простирается на тысячи километров). Для столь коротких радиоволн морские волны могут рассматриваться как крупные плавные неровности. В этом случае действует механизм зеркального отражения, но с некоторыми существенными особенностями. В развитом морском волнении присутствуют одновременно все масштабы l_q , поэтому склоны крупных волн не образуют гладких площадок, а сами покрыты более мелкими волнами. Возникает картина, которую коротко называют «рябь на крупной волне». На ее основе строится двухмасштабная модель рассеяния радиоволн. Суть механизма рассеяния поясняется рисунком 56. Если бы не было мелкой ряби, радиоволна отразилась бы только в зеркальном направлении от склона волны. За счет ряби возникает рассеяние радиоволн, и радиолокационный сигнал удастся наблюдать при разных углах освещения морской поверхности. В частности, отчетливые отражения регистрируются и при крутых углах падения, которые характерны для самолетных и спутниковых установок.

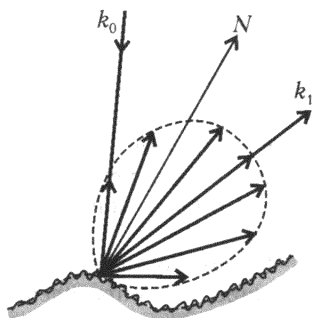


Рис. 56. Отражение радиоволн от крупной морской волны, покрытой рябью

Первые специализированные спутники были запущены в США и СССР в конце 70-х годов прошлого века. Мы расскажем несколько подробнее про спутник «Космос-1500», который был выведен на орбиту 28 сентября 1983 года. На нем был установлен радиолокатор, работающий на длине волны $\lambda = 3$ см.

Антенна этого радиолокатора облучает узкую площадку шириной 1–2 км и длиной около 500 км сбоку от траектории, а по мере движения спутника освещает полосу шириной около 500 км вдоль всей орбиты. Такая система называется *радиолокатором бокового обзора* – РБО. Разрешающая способность РБО на «Космосе-1500» составляет 1–2 км, что достаточно для исследования крупномасштабных структур в океане, которые имеют размеры 10–300 км. Очень важно, что вся информация обрабатывается на борту спутника, и «радиофотографии» мор-

ской поверхности могут по сигналу с Земли немедленно быть переданы потребителям, имеющим не очень сложные радиоприемные устройства. Сразу же после запуска «Космос-1500» в условиях полярной ночи РБО блестяще продемонстрировал свои возможности. Дело в том, что радиолокатор, предназначенный для океанографических исследований, может использоваться также для определения ледовой обстановки. На радиоснимках отчетливо видна граница льда и воды и просматриваются каналы-разводья во льдах. Только благодаря информации, получаемой с борта «Космоса-1500», удалось спасти караван судов, затертых в паковых льдах пролива Лонга (Арктика). Лед был такой мощный, что даже два атомных ледокола не могли пробить путь плененному каравану. По обнаруженным же РБО каналам корабли были выведены на север к гигантской полынье у острова Врангель, а оттуда – в порт Певек. Позже эта методика проводки судов по каналам во льдах была успешно применена при спасении корабля «Михаил Сомов», попавшего в ледовый плен у берегов Антарктиды.

Возможности радиоокеанографических спутников значительно шире, чем определение спектра морского волнения. Структура волн тесно связана с ветром на малой высоте, поэтому с помощью РБО можно измерить скорость ветра и его направление, начиная с 2–3 м/с (при таких скоростях зарождается рябь) и до 50 м/с (ураган), удалось исследовать внутреннее строение ураганов, наблюдать зарождение и перемещение разрушительных циклонов. Радиолокационные наблюдения могут быть использованы также для обнаружения разливов нефтепродуктов, потому что даже очень тонкая пленка нефти толщиной в десятые доли микрона гасит рябь и резко ослабляет рассеянный радиосигнал. На фоне сильных отражений от чистого моря возникает контрастное изображение загрязненных участков. Чувствительность этого метода такова, что можно обнаружить разливы нефти в объеме всего лишь $0,1 \text{ м}^3$.

Движущийся радиолокатор работает точнее, чем неподвижный. В июле 1987 года в Советском Союзе был выведен на орбиту тяжелый океанографический спутник «Космос-1870». Его радиолокационная установка позволяла получать радиоизображения поверхности океана с разрешением 10–30 м. Попробуем оценить размеры антенны на «Космосе-1870», зная, что радиолокатор работает на длине волны $\lambda = 10 \text{ см}$. Согласно сказанному раньше, ширина диаграммы направленности $\Delta\psi \sim \lambda/L$, где L – размер антенны, и пространственное разре-

шение на расстоянии R составляет $\delta \sim \frac{\lambda}{L} R$. Полагая $\delta = 10$ м, $\lambda = 10$ см и $R = 500$ км, получим следующую оценку: $L \approx 500$ м. Как же удалось установить антенну таких размеров на спутнике? Оказывается, такой огромной антенны на спутнике нет, а высокое разрешение достигается иным способом. Решающую роль здесь играет движение радиолокатора относительно объекта, от которого наблюдается отражение радиосигнала. Происходит это следующим образом.

Сигнал, отраженный от какого-либо препятствия на расстоянии R от радиолокатора, возвращается обратно спустя время $t = 2R/c$. Поэтому в формуле $E_{\text{изл}} = E_{\text{изл}}^{(0)} \sin \omega t$, которая описывает излучаемое поле вблизи антенны, надо заменить t на $t - 2R/c$:

$$E_{\text{отр}} = E_{\text{отр}}^{(0)} \sin \left(\omega \left(t - \frac{2R}{c} \right) \right).$$

Теперь представим себе, что расстояние R все время меняется. При равномерном движении $R = R_0 \pm vt$, где R_0 – начальное расстояние (при $t = 0$), а v – скорость радиолокатора. Знак «+» соответствует удалению от объекта, а знак «-» – приближению. Новая формула для $E_{\text{отр}}$ будет выглядеть так:

$$E_{\text{отр}} = E_{\text{отр}}^{(0)} \sin \left(\omega \left(t - \frac{2(R_0 \pm vt)}{c} \right) \right) = E_{\text{отр}}^{(0)} \sin (\omega' t - \varphi_0),$$

где $\omega' = \omega(1 \mp 2v/c)$, $\varphi_0 = 2R_0/c$. Сравнив это выражение с исходным выражением для $E_{\text{изл}}$, замечаем, что у отраженного сигнала изменились амплитуда, частота и начальная фаза. Чрезвычайно важным являются изменения частоты, которые можно очень точно измерить.

Изменение частоты при движении отражателя носит название *эффекта Доплера* – по имени австрийского физика Христиана Доплера (1803–1853), исследовавшего влияние движения на волновые процессы. Заметим, что если вместо радиолокационных отражений рассматривать распространение волны в одну сторону, то при движении приемника относительно передатчика со скоростью v изменения частоты будут описываться выражением $\omega' = \omega(1 \mp v/c)$, которое обычно приводится в учебниках («-» – удаление, «+» – приближение). Замена v на $2v$ в нашей формуле объясняется тем, что при отражении сигнала длина пути туда-обратно изменяется вдвое быстрее.

Сформулируем в качестве итога наших рассуждений ту

главную особенность, которая отличает движущийся радиолокатор от неподвижного. За счет эффекта Доплера частоты сигналов, отраженных от местных предметов, будут разные: отражения, проходящие спереди, имеют частоту $\omega' > \omega$, сзади – частоту $\omega' < \omega$, а точно под углом 90° к орбите – частоту $\omega' = \omega$. Ясно, что, измеряя частоту, можно определить направление на отражающий объект.

Взгляните на рисунок 57, на котором изображены спутник и отражающий объект в какой-то момент времени. Спутник летит

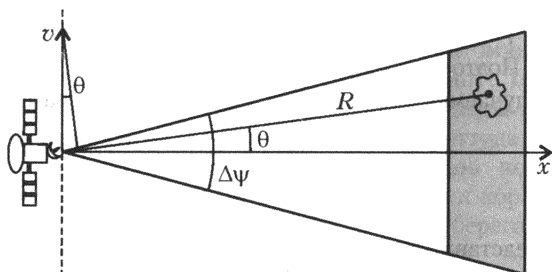


Рис.57. Схема работы радиолокатора с синтезированной апертурой

со скоростью v , а расстояние до отражателя под углом θ меняется со скоростью $v \sin \theta$. Поэтому частота отраженного сигнала равна $\omega' = \omega(1 + (2v \sin \theta)/c)$. В приемнике измеряется разность частот $\omega' - \omega$, которая при малых θ равна $\omega' - \omega = \frac{2\omega v \theta}{c}$. Чем точнее измерим ω' (ω нам известна заранее), тем точнее определим угол θ . Если анализ принимаемого сигнала производится в течение времени Δt , то погрешность в определении частоты составляет $\Delta \omega' = 2\pi/\Delta t$. Следовательно,

$$\Delta \theta = \frac{2\pi c}{2\omega v \Delta t} = \frac{\lambda}{2v \Delta t} = \frac{\lambda}{2D},$$

где буквой D обозначено то расстояние $v \Delta t$, которое пролетает спутник за время обработки отраженного сигнала. Сравнив полученное выражение с формулой, которая определяет ширину диаграммы направленности антенны, а следовательно и точность измерения угла, вы увидите, что для получения той же точности $\Delta \theta$ с помощью неподвижного радиолокатора нам потребовалась бы антенна размером $L = 2D$. Можно сказать и по-иному: анализируя принятый сигнал в течение времени Δt , мы как бы синтезируем на отрезке орбиты антенну длиной $L = 2D = 2v \Delta t$.

Радиолокаторы такого типа (к ним относится и установленный на «Космосе-1870») называются *радиолокаторами бокового обзора с синтезированной апертурой*. Легко оценить время анализа, требуемое для реализации указанной выше точности. Мы уже получили ранее $L \approx 500$ м. Полагая $L = 2v\Delta t$, при скорости $v \approx 8$ км/с находим $\Delta t \approx 0,03$ с.

Это очень небольшое время, и, казалось бы, можно значительно повысить точность определения угла, увеличивая Δt . На самом деле, существует предельное значение Δt_{\max} , которое связано с диаграммой направленности реальной (не синтезированной!) антенны на спутнике. Если реальная антенна имеет размер a и ширину диаграммы направленности $\Delta\psi = \lambda/a$, то отражающий объект при пролете спутника будет освещаться в течение времени $\frac{\lambda R}{a v}$. Это и есть Δt_{\max} . Таким образом, наименьшая погрешность в определении координаты, достижимая при синтезе апертуры, равна

$$\delta_{\min} = \frac{\lambda R}{2v\Delta t_{\max}} = \frac{\lambda v R a}{2v\lambda R} = \frac{a}{2},$$

т.е. можно наблюдать детали земной поверхности, вдвое меньшие, чем размеры спутниковой антенны! Конечно, эту предельную точность очень трудно реализовать, так как любые нестабильности частоты передатчика или колебания антенны радиолокатора приведут к погрешности в измерении частоты ω' и возрастанию погрешности δ .

РАДИОВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ

Диэлектрическая проницаемость воздуха ϵ отличается от единицы только в десятитысячных долях. Казалось бы, радиоволна должна распространяться в воздухе по тем же законам, что и в свободном пространстве, разве что немного медленнее, поскольку $v_{\phi} = c/\sqrt{\epsilon} < c$. Так бы оно и было, если бы воздух был совершенно однородным и стационарным, т.е. имел бы один и тот же коэффициент преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ в любом месте и в любое время. На самом деле, метеорологические параметры воздуха (давление, температура, влажность) очень изменчивы, и атмосфера представляет собой среду, неоднородную и непостоянную по своим электрическим свойствам. Иными словами, коэффициент преломления оказывается функцией координат и времени: $n = n(x, y, z, t)$ (оси x, y расположены в горизонтальной плоскости, z направлена вертикально вверх). Кроме того, электрическая проводимость воздуха σ хотя и мала, но не равна нулю, а это, как мы знаем, приводит к затуханию радиоволн. Не следует забывать и о так называемых гидрометеорах – капли дождя, снежинки, – которые приводят к дополнительному затуханию и рассеянию. Поэтому, рассматривая распространение радиоволн в воздухе, мы познакомимся с такими явлениями, с которыми в свободном пространстве не встречались: с искривлением траектории радиоволны (преломление), рассеянием и поглощением.

Коэффициент преломления воздуха и его зависимость от высоты. Коэффициент преломления воздуха в диапазоне радиоволн зависит от давления, температуры и влажности. Поскольку отличия n от 1 очень малы, обычно рассматривают величину $(n - 1) \cdot 10^6$, обозначают ее буквой N и называют индексом преломления, или индексом рефракции. Связь N с метеорологическими параметрами определяется следующим полуэмпирическим соотношением:

$$N = (n - 1) \cdot 10^6 = \frac{77,6}{T} \left(p_{\text{в}} + \frac{4810 p_{\text{п}}}{T} \right),$$

где $p_{\text{в}}$ – давление воздуха в миллибарах (мбар), $p_{\text{п}}$ – давление водяного пара в миллибарах, T – абсолютная температура в

кельвинах (К). (Влажность воздуха практически не влияет на распространение света. Поэтому в оптическом диапазоне формула для N пишется без второго слагаемого в скобках.) Плотность воздуха с высотой быстро уменьшается. Половина всей массы воздуха заключена в приземном слое высотой порядка 6 км, а если подняться на высоту 30 км, то внизу останется уже почти 99% всей атмосферы. Поэтому на радиоволны влияют главным образом нижние слои воздуха, которые носят название тропосферы. Имеется еще много «сфер» (стратосфера, мезосфера, ионосфера...), но, с точки зрения распространения радиоволн, все они, кроме ионосферы, мало отличаются от свободного пространства. Ионосфера заслуживает специального рассмотрения, что будет сделано в четвертой главе, а здесь мы сосредоточим свое внимание на тропосфере.

Характерной особенностью тропосферы является уменьшение температуры воздуха с высотой. Убывающая зависимость $T(z)$ связана с тем, что в нижних слоях источником нагрева воздуха является земная поверхность. Толщина тропосферы в умеренных широтах составляет 10–12 км, в полярных районах она меньше, в экваториальных – больше. На верхней границе тропосферы спад $T(z)$ прекращается, а в дальнейшем сменяется ростом.

Усредненный закон изменения температуры, который характеризует так называемую нормальную тропосферу, описывается линейной функцией: $T(z)[K] = 288 - 0,0065z[км]$. Аналогичным образом меняется и влажность, т.е. давление водяного пара в воздухе: $p_{II}[мбар] = 10 - 0,0035z[м]$. Таким образом, в стандартных условиях температура воздуха в тропосфере понижается на 6,5 К, а давление водяных паров падает на 3,5 мбар на каждом километре высоты. Давление воздуха p_v быстро падает с высотой по барометрическому экспоненциальному закону, и в результате коэффициент преломления также убывает. У земной поверхности $N \approx 325$ ($n \approx 1,000325$), а на высотах 8–10 км $N \approx 110$ ($n \approx 1,00011$).

Высотная зависимость $n(z)$ является главной в том смысле, что в полной записи $n(x, y, z, t)$ обычно резче всего проявляются изменения z . С этого упрощенного представления мы и начнем. Если параметры среды (в данном случае – коэффициент преломления) зависят только от одной координаты, среду называют слоистой. Когда решается плоская задача, то говорят о плоско-слоистой среде ($n = n(z)$), в более общем случае рассматривается сферическислоистая среда ($n = n(r)$).

Частный случай плоскослоистой среды, состоящей из двух полубесконечных по толщине слоев, был рассмотрен во второй главе. Там были выведены законы Снеллиуса, с помощью которых определяется угол преломления луча, пересекающего границу двух сред. Не представляет труда обобщить этот результат на любое число слоев конечной толщины, а потом перейти к плавно неоднородной среде. Как это делается, показано на рисунке 58. На первой границе угол падения θ_1 и угол преломления θ'_1 связаны соотношением $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta'_1$. Но угол преломления θ'_1 равен углу падения на вторую границу: $\theta'_1 = \theta_2$. Поэтому $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$. Рассматривая аналогичным образом последующие слои, получим такую последовательность: $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3 = \dots$. Видно, что произведение $n_i \sin \theta_i$ остается постоянным в любом слое. Переход от скачкообразного изменения n к плавной зависимости $n(z)$ можно представить себе как результат неограниченного увеличения числа слоев с одновременным уменьшением их толщины. Ломаный радиолуч при этом превратится в плавную кривую. Очевидным обобщением условия $n_i \sin \theta_i = \text{const}$ является формула

$$n(z) \sin(\theta(z)) = \text{const}.$$

Это и есть закон Снеллиуса в плоскослоистой среде. Из самой процедуры предельного перехода ясно, что искривленный луч не выходит из плоскости падения (на рисунке 58 – это плоскость чертежа), а волновой вектор \vec{k} направлен по касательной к лучу.

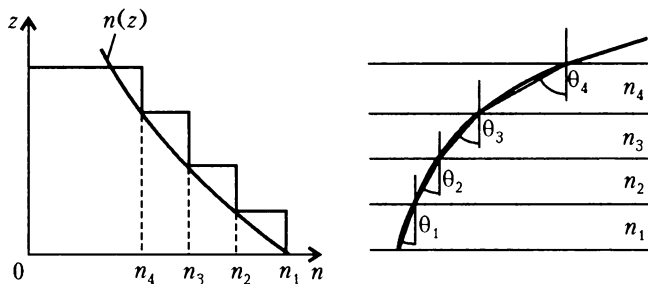


Рис.58. Плоскослоистая среда

Для количественной оценки искривления луча вводится понятие радиуса кривизны R или обратной ему величины $\varpi = 1/R$, которая называется кривизной. Рассмотрим бесконечно малый участок луча dl на интервале высот dz (рис.59). Этот участок можно считать элементом дуги некоторой окружности. Ее радиус R и называется радиусом кривизны луча. В разных точках луча

радиус кривизны имеет, вообще говоря, разные значения. Понятно, что чем быстрее изменяется коэффициент преломления, т.е. чем больше dn/dz , тем меньше R . Чтобы получить соответствующую формулу, обратимся к рисунку. Угол падения $\theta(z)$ меняется на интервале dz на величину $d\theta = \frac{d\theta}{dz} dz$. Для вычисления производной $d\theta/dz$ продифференцируем формулу, выражающую закон Снеллиуса:

$$\frac{dn}{dz} \sin \theta(z) + n \cos(\theta) \frac{d\theta}{dz} = 0.$$

Отсюда находим

$$\frac{d\theta}{dz} = -\frac{dn}{dz} \operatorname{tg} \theta \cdot \frac{1}{n}.$$

С другой стороны, угол $d\theta$ равен углу между двумя радиусами, т.е. $d\theta = dl/R$. Далее учтем, что $dl = dz/\cos \theta$ и, следовательно, $d\theta = dz/(R \cos \theta)$. Окончательно получим

$$R = -\frac{n}{(dn/dz) \sin \theta}.$$

Знак R показывает, в какую сторону изгибается луч. Если $dn/dz < 0$, луч искривляется выпуклостью вверх, и радиус кривизны считается положительным. Если $dn/dz > 0$, выпуклость кривой направлена вниз, а радиус кривизны считается отрицательным. В любом случае луч искривляется таким образом, что он приближается к области с большими значениями n . Если $dn/dz = 0$ (однородная среда), то $R = \infty$ – луч распространяется по прямой линии.

Для приземных линий радиосвязи формула для R упрощается. Прежде всего можно положить в числителе $n = 1$. Кроме того, поскольку антенна направлена почти в горизонтальном направлении, $\theta = \pi/2$ и $\sin \theta = 1$. Отсюда

$$R = -\frac{1}{dn'/dz}.$$

В случае сферическислоистой среды исходным соотношением является тот же закон Снеллиуса, но сферическая симметрия слоев заставляет несколько изменить ход рассуждений. На рисунке 60 показана сферически симметричная структура из

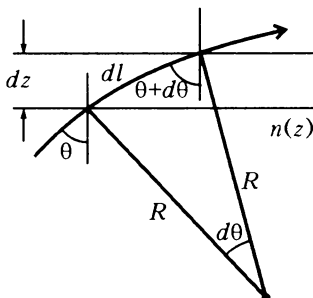


Рис.59. Радиус кривизны луча в среде с убывающим коэффициентом преломления

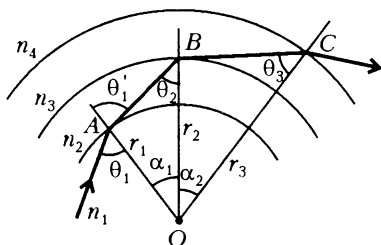


Рис.60. Сферическислоистая среда

нескольких слоев и преломляющийся на границах раздела радиолуч. В плоскостой среде нормали к границам слоев были параллельны друг другу. Теперь же между нормальми к разным слоям (нормали направлены вдоль радиусов) возникают углы $\alpha_1, \alpha_2, \dots$. Поэтому угол преломления на первой границе θ'_1 уже не равен углу падения на вторую границу θ_2 , а отличается от него на угол α_1 : $\theta'_1 = \theta_2 + \alpha_1$ — это следует из рассмотрения треугольника OAB . Применяя к этому треугольнику теорему синусов, находим $\sin \theta_2 / r_1 = \sin \theta'_1 / r_2$. Для первой границы, согласно закону Снеллиуса, $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta'_1$. Подставив отсюда $\sin \theta'_1$ в предыдущее равенство, получим $r_1 n_1 \sin \theta_1 = r_2 n_2 \sin \theta_2$. Действуя аналогичным образом в последующих слоях, получим следующую цепочку: $r_1 n_1 \sin \theta_1 = r_2 n_2 \sin \theta_2 = r_3 n_3 \sin \theta_3 = \dots$. Видно, что в любом слое остается постоянным произведение $r_i n_i \sin \theta_i$. Переходя к плавной зависимости $n(r)$, запишем закон Снеллиуса таким образом:

$$rn(r) \sin \theta(r) = \text{const}.$$

Как и в плоскостой среде, луч представляет собой кривую, лежащую в плоскости падения, но сама плоскость падения определяется иначе. Эта плоскость проходит через центр сферической структуры, и в ней лежит волновой вектор \vec{k} .

В заключение необходимо обратить внимание на то, что мы все время говорим о лучах и как-то забыли, что речь идет все же о распространении волн. Такое рассмотрение (уже упоминалось, что оно называется приближением геометрической оптики) допустимо лишь в том случае, когда на малых отрезках пути волна почти «не чувствует» изменений коэффициента преломления, т.е. на расстояниях порядка длины волны относительные изменения n очень малы. Отсюда следует, что все формулы этого раздела справедливы только для достаточно коротких волн.

Искривленный луч над круглой Землей. В стандартных условиях коэффициент преломления убывает с высотой ($dn/dz < 0$) и $R > 0$. Луч как бы старается обогнуть Землю и завернуть за горизонт (рис.61,а). В результате дальность прямой видимости увеличивается. Этот эффект можно истолковать и как кажущееся возрастание радиуса Земли при прямолинейном распространении радиоволны (рис.61,б). Для экви-

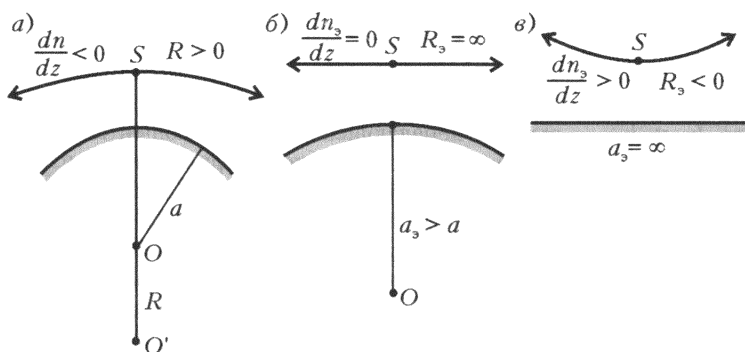


Рис.61. Луч в неоднородной атмосфере над круглой Землей (а); луч в неоднородной среде над Землей с эквивалентным радиусом $a_3 > a$ (б); луч в модифицированной атмосфере над плоской Землей (в)

валентности двух картин, представленных на рисунках 61,а и б, необходимо, чтобы разность кривизны луча $\mathfrak{a}_л$ и кривизны Земли $\mathfrak{a}_з$ в обоих случаях была одна и та же. Если выполнить это условие, то зазор между лучом и поверхностью Земли будет меняться одинаковым образом с расстоянием, что обеспечит неизменную напряженность поля радиоволны. На языке радиусов кривизны условие эквивалентности выглядит так:

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{a} = \frac{1}{R_3} - \frac{1}{a_3},$$

где R и a – истинные значения радиусов кривизны луча и Земли, а R_3 и a_3 – их эквивалентные значения. Поскольку две величины R_3 и a_3 должны удовлетворять только одному уравнению, одна из них выбирается произвольно, а потом находится вторая. Можно, например, взять $R_3 = \infty$ (прямой луч) и рассчитать получающийся при этом эквивалентный радиус a_3 (см. рис.61,б). А можно положить $a_3 = \infty$ (плоская Земля) и подобрать эквивалентный радиус кривизны луча R_3 , изменяя необходимым образом коэффициент преломления (рис.61,в) Оба подхода имеют свои преимущества и недостатки, и оба применяются на практике.

Положив $R_3 = \infty$, найдем

$$a_3 = \frac{a}{1 - a/R}.$$

В стандартных условиях $dn/dz = -4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$ и $R = = 1/(dn/dz) = 25000 \text{ км}$. Подставив $a = 6400 \text{ км}$, получим

$a_3 = 8500$ км. Тогда дальность прямой видимости составит

$$L[\text{км}] = 4,12 \left(\sqrt{h_1[\text{м}]} + \sqrt{h_2[\text{м}]} \right),$$

где h_1 и h_2 — высоты передающей и принимающей антенны соответственно. Таким образом, за счет рефракции горизонт удалится почти на 15% от своей первоначальной дальности.

Эта формула иллюстрирует упрощение расчетов линии радиосвязи за счет введения эквивалентного радиуса Земли. Таким путем задача сводится к «вакуумному» случаю: лучи представляют собой прямые линии, об их преломлении в неоднородной среде можно не думать. Однако рассмотренный подход оказывается эффективным только тогда, когда вдоль всей траектории луча от передатчика до приемника производная dn/dz остается постоянной. В противном случае для каждого участка траектории пришлось бы определять свой a_3 , и никакого упрощения мы не достигли бы. Постоянство dn/dz означает, что коэффициент преломления меняется с высотой по линейному закону, что действительно имеет место в условиях нормальной рефракции до высоты порядка одного километра. Но реальное состояние тропосферы не обязательно совпадает со стандартной моделью. Отличия проявляются не только в изменениях численного значения dn/dz , но и в нарушении линейной зависимости $n(z)$. В последнем случае dn/dz уже нельзя считать постоянной величиной, и вместо введения эквивалентного радиуса целесообразнее перейти к плоской Земле, изменив необходимым образом коэффициент преломления тропосферы.

«Выпрямим Землю», положив $a_3 = \infty$. Тогда эквивалентный радиус кривизны луча будет равен

$$R_3 = \frac{a}{a/R - 1} = -\frac{1}{dn/dz + 1/a}.$$

Целесообразно ввести модифицированный показатель преломления $n_m = n + z/a$ и переписать формулу для R_3 так: $R_3 = -1/(dn_m/dz)$. Получилось, что кривизну луча над Землей можно определять по обычной формуле, но вместо реального коэффициента преломления n надо рассматривать модифицированный n_m , отличающийся от n линейной добавкой z/a . Мы уже упоминали об индексе преломления $N = (n - 1) \cdot 10^6$. Аналогично, n_m сопоставляется приведенный индекс преломления:

$$M(z) = \left(n - 1 + \frac{z}{a} \right) \cdot 10^6.$$

Высотную зависимость $M(z)$ называют в радиофизической литературе M -кривой. Эквивалентный радиус кривизны луча легко выразить через производную dM/dz :

$$R_3 \approx \frac{10^6}{dM/dz}.$$

В разных погодных условиях производная dn/dz меняет свою величину. Что при этом произойдет с радиолучами? Прежде всего отметим так называемую критическую рефракцию. Она определяется из условия $dM/dz = 10^6 (dn/dz + 1/a) = 0$. Отсюда

$$\left. \frac{dn}{dz} \right|_{\text{крит}} = -\frac{1}{a} = -15,7 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}.$$

При такой рефракции $R_3 = \infty$ — луч идет по прямой линии. Если луч вышел из антенны передатчика в горизонтальном направлении, он будет все время идти параллельно поверхности Земли. При значениях производной больше критического

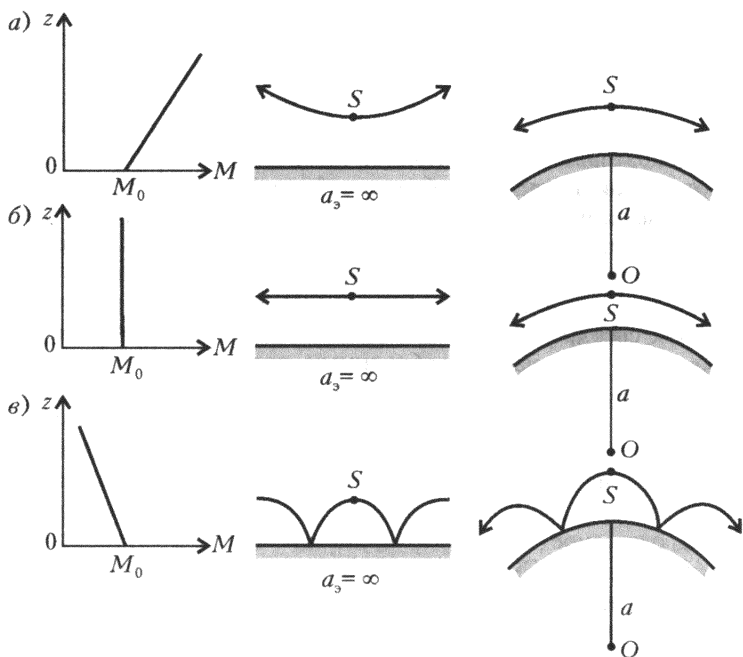


Рис.62. Траектории горизонтально выпущенных лучей над плоской Землей в модифицированной атмосфере и реальные лучи над круглой Землей

$dM/dz > 0$ и $R_z < 0$. Это означает, что луч изгибается выпуклостью вниз и по мере удаления от передатчика отходит все дальше от поверхности Земли. Так происходит в рассмотренном выше случае *нормальной рефракции*. Если же производная меньше критического значения, то $dM/dz < 0$ и $R_z > 0$ – выпуклость луча направлена вверх и на некотором расстоянии от передатчика горизонтально выпущенный луч коснется Земли. Такие условия распространения радиоволн называют *сверхрефракцией*. Траектории лучей над плоской Землей при разных значениях dM/dz представлены на рисунке 62. На том же рисунке показаны лучи и в реальной атмосфере над круглой Землей. В случае сверхрефракции радиоволна, отразившись от поверхности Земли, снова повторяет свою первоначальную траекторию, удаляясь скачками от передатчика.

Распространение радиоволн за пределы горизонта. При сверхрефракции открывается заманчивая перспектива передачи радиосигналов на очень большие расстояния, которые могут во много раз превышать дальность прямой видимости в нормальных условиях. Механизм сверхдальнего распространения радиоволн можно пояснить так. Луч, выходящий горизонтально или под небольшим углом из точки S , попадает на Землю, отражается от нее и снова по такой же дуге поднимается вверх. Скачки повторяются многократно, и если коэффициент отражения от земной поверхности близок к 1, дальность распространения радиоволны становится очень большой. Все происходит почти так, как если бы волна распространялась между двумя отражающими плоскостями. Такую структуру называют *радиоволноводом*. Тот же термин используется и здесь: говорят, что в условиях сверхрефракции возникает *тропосферный волновод*.

Как мы уже знаем, необходимым условием волноводного распространения является отрицательный градиент M -кривой: $dM/dz < 0$. Легко сообразить, что такие условия могут возникнуть только на сравнительно небольшой высоте над Землей. Действительно, из определения $M(z)$ видно, что на больших z , когда разность $n(z) - 1$ станет очень малой, главную роль будет играть слагаемое z/a . Поэтому на больших высотах всегда $dM/dz = 1/a > 0$. Смена знака dM/dz происходит на некоторой высоте z_0 , которую и можно принять за толщину приземного тропосферного волновода (рис.63). Кроме высоты z_0 , надо знать еще один параметр волновода — так называемую глубину M -инверсии, или M -дефицит. Эта величина обозначается ΔM , а смысл ее понятен из рисунка.

Чтобы радиоволна эффективно захватывалась волноводом,

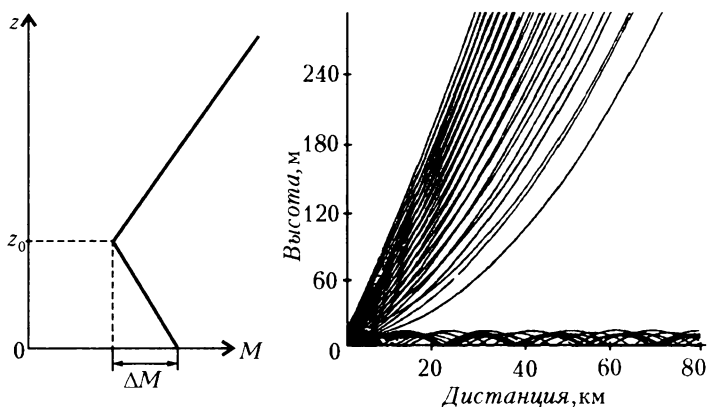


Рис.63. Приземный тропосферный волновод

источник излучения должен находиться на высоте $z_s < z_0$, а направление выхода луча должно быть близко к горизонтальному. Направленные вверх лучи проходят сквозь границу M -инверсии в область с $dM/dz > 0$, где они быстро удаляются от Земли. Та же судьба постигает и те лучи, которые направлены достаточно круто вниз: они **выходят** из волновода после первого же отражения от земной поверхности. Можно проследить за лучом, выходящим под любым углом. Результат такого расчета, выполненного на ЭВМ, представлен на том же рисунке 63. При этом было взято $z_0 = 15$ м, $\Delta M = 5$ единиц, высота излучателя $z_s = 10$ м.

Во второй главе рассказывалось о том, что при полном внутреннем отражении волна все же проникает во вторую среду. То же самое происходит и здесь. Поворот луча на верхней «границе» волновода есть не что иное как полное внутреннее отражение, и здесь тоже волна частично просачивается вверх. Конечно, возможно просачивание, или, как говорят, прохождение волны сквозь барьер и в обратном направлении. Поэтому источник на высоте $z_s > z_0$ тоже возбуждает радиоволновод, но несравненно слабее, чем при $z_s < z_0$. Еще один очень важный вывод, следующий из волновой теории, это существование максимальной длины волны λ_{\max} , которая может быть захвачена в волновод. То, что такая волна должна существовать, понятно и без всякого расчета, так как очень длинная волна просто «не поместится» в слое толщиной z_0 . Это требование оказывается весьма жестким, и неравенство $\lambda_{\max} \ll z_0$ должно обязательно выполняться. Обычно z_0 составляет единицы-десятки метров, а волноводное распространение наблюдается на

длинах волн в несколько сантиметров или дециметров. Поэтому лучевые представления (геометрическая оптика) дают правильную картину распространения волны.

Явление сверхрефракции наблюдается в тех случаях, когда у поверхности Земли воздух имеет более низкую температуру и бóльшую влажность, чем на некоторой высоте. На суше такие условия возникают в хорошую ясную погоду, чаще в утренние часы. Над морем воздух может быть холоднее у поверхности в течение целых суток, и здесь волноводы возникают чаще, чем над сушей. Особенно благоприятно для сверхрефракции, когда с суши дуют теплые ветры. Бывают и более сложные метеорологические условия, при которых участок M -кривой с $dM/dz < 0$ расположен на некоторой высоте. Тогда возникает приподнятый волновод (рис.64). Специальных пояснений лучевых траекторий здесь не требуется: все происходит так же, как и в приземном

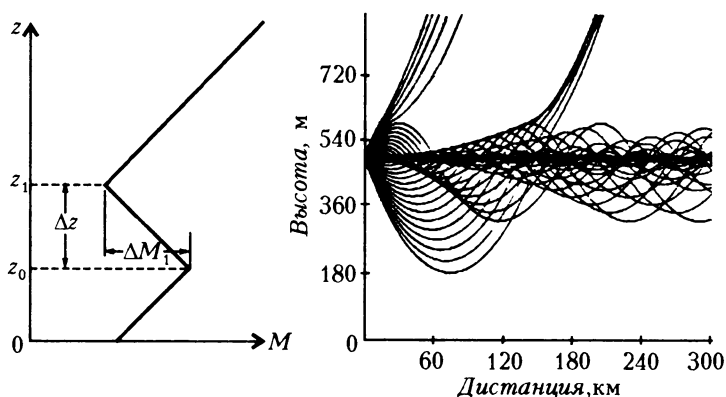


Рис.64. Приподнятый тропосферный волновод

волноводе, только поворот луча снизу вверх происходит не за счет отражения от Земли, а вследствие преломления в области $dM/dz > 0$. Ход лучей, показанных на рисунке 64, соответствует верхней границе M -инверсии $z_1 = 500$ м, толщине инверсии $\Delta z = 100$ м и M -дефициту $\Delta M_1 = 20$ единиц. Передатчик расположен на высоте $z_s = 500$ м. Все построение выполнено в приближении геометрической оптики.

Рисунок 64 иллюстрирует довольно характерную картину сложных лучевых траекторий. В таких условиях зависимость уровня радиосигнала от расстояния может стать довольно причудливой, ничего общего не имеющей с законом $1/r$ для свободного пространства или $1/r^2$ для приземных радиотрасс. Пред-

ставьте себе, например, что самолет на высоте порядка 700 м приближается к передатчику в условиях, соответствующих рисунку 64. Видно, что самолет попадет в радиолуч только на расстоянии приблизительно 160 км. При дальнейшем приближении прием прекратится и снова появится где-то в районе 40 км. Это явление получило название радиоямы, и из-за него сверхрефракция может привести не только к усилению поля радиоволны на больших расстояниях, но и вызвать ослабление или даже исчезновение сигнала в пределах прямой видимости. Бывали случаи, когда самолет был виден в бинокль, а на экране радиолокатора отраженный сигнал не наблюдался. Это и означает, что самолет попал в радиояму.

О том, что коэффициенты преломления воздуха в области видимого света и в радиодиапазоне имеют разные значения, мы уже говорили, но сверхрефракция встречается и в оптике. Так, возникает оптический мираж, при котором у горизонта появляются изображения очень далеких предметов или неба. Миражи наблюдаются главным образом в степях и пустынях в жаркие дни, но в меньших масштабах то же самое явление удается заметить иногда и в городских условиях. Сильно нагретый солнцем асфальт вдруг начинает ярко блестеть. Кажется, что на нем где-то вдали разлиты лужи воды, но когда приблизишься к «луже», она исчезает, а вдалеке появляется новая. Блестящие участки – это отражения неба, которые возникают за счет резкого перепада температуры вблизи поверхности асфальта.

Оптические миражи, конечно, были известны задолго до открытия радиоволноводов, которые начали регулярно изучаться лишь в 40-х годах прошлого века. Одно время казалось, что это единственная возможность передачи радиосигналов в сантиметровом и дециметровом диапазонах на большие расстояния в область радиотени. Поэтому во многих районах земного шара велись регулярные наблюдения с целью прогнозирования метеоусловий, благоприятных для возникновения *M*-инверсий. К настоящему времени обнаружены и другие механизмы сверхдальнего распространения УКВ, но о них расскажем позже.

Можно ли использовать атмосферу Земли как гигантскую сферическую линзу? В стандартных условиях радиолучи искривляются в тропосфере по направлению к Земле. Поэтому радиоволны от далеких космических источников, огибая Землю со всех сторон, на некотором расстоянии от планеты сходятся в одном месте. Получается, что атмосферная оболочка действует подобно гигантской собирающей линзе. Размеры этой линзы-антенны, созданной самой природой, колоссальны – ее диаметр

$d \approx 12800$ км. В литературе время от времени появляются довольно смелые проекты ее использования. Предлагалось, например, воспользоваться атмосферной линзой для передачи энергии на далекие космические корабли. Для этого необходимо поместить в фокус линзы мощный источник и направить поток радиоволн, как луч прожектора, на космический корабль.

Благодаря огромным размерам антенны дифракционная расходимость пучка радиоволн оказывается очень малой:

$$\Delta\Psi_{\text{дифр}} \approx \frac{\lambda}{d} \approx 8 \cdot 10^{-9} \text{ рад} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ угл.с.}$$

Здесь и далее в численных оценках взята длина волны $\lambda = 10$ см. Радиоволны такой длины слабо поглощаются в тропосфере и практически не испытывают влияния ионосферы. Слабая расходимость пучка радиоволн послужила основой и для второго проекта, в котором предлагается использовать атмосферную оболочку как приемную антенну радиотелескопа. Поместив в фокус линзы приемное устройство, можно будет, по мнению авторов, увидеть мелкие детали далеких светящихся объектов, недоступные для обычных «земных» средств.

Нет необходимости объяснять, сколь заманчивы оба проекта. Но осуществимы ли они? В принципе – да, т.е. атмосферную оболочку действительно можно использовать и как передающую антенну, и как гигантский радиотелескоп. Однако их реальные возможности удастся оценить только после того, как будут рассчитаны коэффициент усиления линзы-антенны и ее разрешающая способность. Авторы проектов таких расчетов не делали, но мы без особого труда выполним их сами.

Начнем с оценки того ближайшего к Земле расстояния, на котором пересекается поток параллельных лучей после преломления в тропосфере. Сначала сделаем оценку без всяких формул, учитывая, что угол рефракции лучей света вблизи горизонта порядка $30'$ (рис.65). Вследствие этого эффекта восход Солнца наступает несколько раньше, а заход – несколько позже

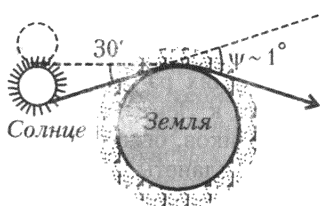


Рис.65. Рефракция световых лучей в тропосфере

по сравнению с тем временем, которое соответствовало бы прямым, неискривленным лучам. (Любопытно отметить случайное совпадение: угол рефракции световых лучей вблизи горизонта равен угловому диаметру Солнца.) Полный угол преломления светового луча, обогнувшего Землю, будет в два раза

больше: приблизительно 1° . В радиодиапазоне коэффициент преломления воздуха возрастает, и эти цифры надо примерно удвоить. Поэтому угол ψ на рисунке 66 равен приблизительно 2° . Легко рассчитать расстояние до точки пересечения лучей:

$$X_{\min} \approx \frac{a}{\psi} \approx 180 \text{ тыс. км.}$$

Мы обозначили его X_{\min} , поскольку лучи, проходящие на некоторой высоте z над земной поверхностью, преломляются слабее ($\psi(z) < \psi_0$) и пересекают ось x на расстояниях $x > X_{\min}$.

Очевидно, что в точке пересечения лучей интенсивность радиоизлучения S может во много раз превышать исходную величину S_0 . Но во сколько раз? От численного значения коэффициента усиления $K = S/S_0$ зависит реальность тех заманчивых предложений, о которых говорилось выше. Точно рассчитать величину K практически невозможно, так как для этого надо было бы знать коэффициент преломления по всей толщине тропосферы во всех местах земного шара. Однако приблизительные оценки (они нас вполне устроят) делаются легко. Взгляните на рисунок 66. Видно, что через круговую площадку радиусом Δr с центром на оси x в точке X_{\min}

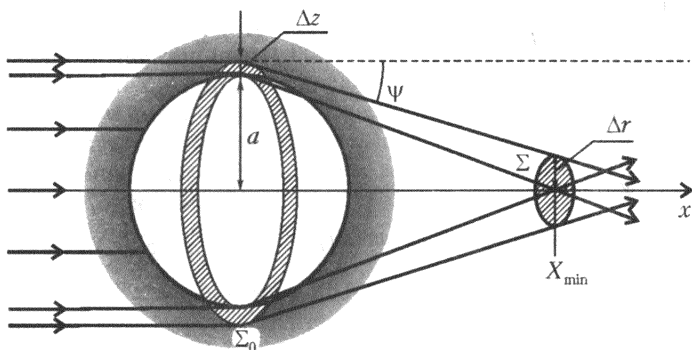


Рис. 66. Фокусировка радиоволн земной атмосферой

проходят те лучи, которые прошли через узкое кольцо шириной Δz , примыкающее к земному шару. Площадь кольца (его называют входной апертурой линзы) равна $\Sigma_0 = 2\pi a \Delta z$, а площадь кружка (фокального пятна) равна $\Sigma = \pi \Delta r^2$. Из закона сохранения энергии в лучевом конусе следует, что $S_0 \Sigma_0 = S \Sigma$, и искомый коэффициент усиления интенсивности равен

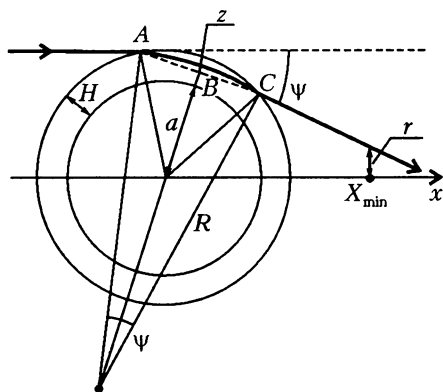
$$K = \frac{\Sigma_0}{\Sigma} = \frac{2a\Delta z}{\Delta r^2}.$$

Лучи, идущие на некоторой высоте z над горизонтом, не проходят через центр фокального пятна. Обозначим их удаление от оси x на расстоянии X_{\min} через r . Между z и r существует определенная зависимость (мы установим ее несколько позже), но для небольших Δz и Δr можно считать $\Delta z = \frac{dz}{dr} \Delta r$. Тогда

$$K = \frac{2a(dz/dr)}{\Delta r} = \frac{2a}{\Delta r(dr/dz)}.$$

Видно, что чем меньше радиус площадки Δr , тем больше усиление линзы.

Существует предельно малое значение Δr_{\min} , в пределах которого могут сконцентрироваться лучи. Ограничение на Δr связано с дифракцией волн. Поэтому $\Delta r_{\min} = X_{\min} \Delta \psi_{\text{дифр}} \approx \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$ км = 1,4 м. Как видим, фокальный кружок получился



очень маленьким, но для определения K надо вычислить еще производную dr/dz . Будем считать для упрощения расчетов, что тропосфера имеет толщину $H \approx 12$ км и выше этой границы лучи не преломляются. Учитывая малость угла $\psi(z)$, связь между z и r устанавливается следующим соотношением (рис.67):

Рис.67. Траектория луча в тропосфере

$$r = (a + z) - X_{\min} \psi(z).$$

Луч, пришедший параллельно оси x , в пределах тропосферы распространяется по дуге окружности AC . Радиус этой окружности в стандартных условиях составляет $R \approx 25000$ км. Для малых ψ угол преломления можно определить как отношение хорды ABC к радиусу R . Длина этой хорды равна $ABC = 2\sqrt{(a + H)^2 - (a + z)^2} \approx 2\sqrt{2a(H - z)}$, откуда

$$\psi(z) \approx \frac{2\sqrt{2a(H - z)}}{R}.$$

Интересно сравнить результаты расчета с взятым ранее значением $\psi = 2^\circ$. При $z = 0$, $H = 12$ км, $a = 6400$ км, $R = 25000$ км найдем

$\psi(0) \approx 1,7^\circ$. Получилась несколько заниженная величина, но согласие можно считать вполне удовлетворительным. Вернемся к определению dr/dz :

$$\frac{dr}{dz} = 1 - X_{\min} \frac{d\psi}{dz} = 1 + X_{\min} \frac{\sqrt{2a}}{R\sqrt{H-z}}.$$

Для луча, проходящего через центр фокального пятна ($r = 0$, $z = 0$),

$$\left. \frac{dr}{dz} \right|_{z=0} = 1 + \frac{X_{\min}}{R} \sqrt{\frac{2a}{H}} \approx 240.$$

Теперь все величины нам известны, и искомая оценка K_{\max} , соответствующая Δr_{\min} , такова: $K_{\max} \approx 3,7 \cdot 10^4$.

Получился вполне обнадеживающий результат: от атмосферной линзы можно ожидать усиления интенсивности в десятки тысяч раз. Если бы это было действительно так! Увы, наш расчет относится к идеализированной линзе, которая образуется совершенно однородной тропосферой. На самом деле, коэффициент преломления воздуха меняется не только регулярным образом, уменьшаясь с высотой, но и испытывает случайные отклонения от среднего значения, на что мы не обращали внимания. Случайные изменения вызывают непредсказуемые отклонения луча в пределах некоторого угла рассеяния $\Delta\psi_{\text{расс}}$. Если $\Delta\psi_{\text{расс}}$ окажется больше $\Delta\psi_{\text{дифр}}$, то радиус фокальной площадки Δr возрастет и коэффициент усиления линзы уменьшится. С флуктуациями коэффициента преломления связано, например, мерцание далеких огней. Это красивое зрелище – настоящий бич для астрономических наблюдений. Изображения звезд «пляшут» в фокусе телескопа, ограничивая разрешающую способность инструмента. Чтобы уменьшить влияние случайных неоднородностей тропосферы, телескопы устанавливают высоко в горах, а радикальной мерой являются внеатмосферные наблюдения из космоса. Астрономы давно измерили среднеквадратическое значение $\Delta\psi_{\text{расс}}$. Вблизи горизонта оно равно приблизительно $1''$. В диапазоне сантиметровых радиоволн эту величину надо примерно удвоить. Положив $\Delta\psi_{\text{расс}} = 2'' = 10^{-5}$ рад, найдем $\Delta r \approx X_{\min} \Delta\psi_{\text{расс}} \approx 1,8$ км и получим среднее значение коэффициента усиления: $\langle K \rangle \approx 30$. Переход от K к $\langle K \rangle$ объясняется тем, что угол отклонения луча, а вместе с ним и Δr являются случайными величинами.

К сожалению, от усиления в десятки тысяч раз ничего не осталось, но и найденное значение K все равно является

завышенным. Дело в том, что наряду со сравнительно мелкомасштабными флуктуациями коэффициента преломления, которые вызывают рассеяние лучей, существуют более сильные изменения, нарушающие сферическую симметрию линзы. Воздух над океанами и над сушей, днем и ночью имеет разные метеорологические параметры, а вместе с ними меняется и коэффициент преломления. За счет этих изменений угол оптической рефракции вблизи горизонта отличается в разных местах в течение года примерно на $30''$. Если принять эту величину за $\Delta\Psi_{\text{рас}}$, то $\langle K \rangle$ снизится до единицы. Эта цифра окончательно губит все фантастические проекты, но не устраняет возможность наблюдения линзового эффекта. Взгляните снова на рисунок 66. Если бы не было преломления и рассеяния лучей в атмосфере, то точка X_{min} находилась бы в тени Земли и ни один луч сюда бы не попал. В оптике наблюдатель видел бы только темный диск Земли. За счет линзового эффекта и рассеяния лучей вокруг темного диска возникает светлый ореол, который при $\langle K \rangle$ порядка 1 дает освещенность в точке X_{min} почти такую же, как и в исходном световом потоке. Для радиосвязи здесь открываются возможности передачи сигналов от одного космического корабля к другому, даже если радиолиния заэкранирована Землей. Линзовый эффект должен наблюдаться и в атмосферах других планет. В атмосфере Венеры это явление было замечено М.В.Ломоносовым в 1761 году во время прохождения планеты по диску Солнца. Он увидел светлый выступ вокруг темного пятна вблизи края солнечного диска и правильно объяснил его наличием у Венеры атмосферы.

Турбулентность и случайные неоднородности коэффициента преломления воздуха. Воздух в тропосфере все время движется. Каждому знакомы и крупномасштабные движения – ветры, охватывающие большие территории, и мелкомасштабные завихрения, которые иногда становятся видимыми благодаря маленьким пыльным смерчам. Различают два вида движений: *ламинарные и турбулентные*. В ламинарном потоке движение упорядочено. Зная положение и скорость частицы в начальный момент, можно предсказать, где она окажется и с какой скоростью будет двигаться спустя некоторое время. Но так происходит лишь при малых скоростях ветра. С увеличением скорости движение становится неустойчивым: слабые пульсации скорости и давления быстро нарастают и оказываются сравнимыми со средними значениями этих параметров. В дальнейшем крупные вихри дробятся на более мелкие, и в конечном счете возникает набор разномасштабных хаотических пульсаций скорости и

давления – поток становится турбулентным. Предсказать определенным образом траекторию какой-либо выбранной частицы в турбулентном потоке невозможно, такое движение описывается только с помощью статистических параметров. Среди них важнейшей характеристикой является *спектр масштабов неоднородностей* l . Он охватывает некоторый интервал в пределах $L > l > l_0$, где L называется внешним, а l_0 – внутренним масштабом турбулентности. Согласно экспериментальным данным, в тропосфере L имеет порядок нескольких десятков метров, но порой доходит до многих километров, а l_0 – порядок несколько миллиметров. В указанном интервале спектр неоднородностей является степенным, причем интенсивность пульсаций убывает с уменьшением l . При $l < l_0$ спектр круто обрывается, так как на таких малых масштабах в процесс включаются силы трения между частицами воздуха, и энергия ветра в конечном счете переходит в тепло. (С подобной ситуацией мы уже встречались, когда говорили о спектре морского волнения.)

Случайные изменения метеорологических характеристик воздуха (давления, температуры, влажности) приводят к флуктуациям показателя преломления $n(\vec{r}, t)$. Выделим регулярную n_0 и случайную δn составляющие: $n(\vec{r}, t) = n_0 + \delta n(\vec{r}, t)$, где $\langle \delta n \rangle = 0$. Вообще говоря, регулярная часть также может зависеть от \vec{r} и t , но эта зависимость характеризуется очень медленными и крупномасштабными изменениями, влияние которых на распространение радиоволн нами уже рассматривалось. Теперь же мы сосредоточим свое внимание на случайных флуктуациях, считая для простоты, что $n_0 = \text{const}$. По порядку величины $\delta n = 10^{-6}$, и, казалось бы, заранее ясно, что влияние случайных неоднородностей на радиоволны будет очень слабым. Имеет ли смысл обсуждать заведомо слабые эффекты? Оказывается – имеет. Дело в том, что точность и чувствительность современных радиотехнических устройств столь высоки, что их потенциальные возможности нередко ограничиваются только той нестабильностью радиосигнала, которая возникает из-за его распространения в турбулентной атмосфере, т.е. из-за наличия δn .

Мы будем далее рассматривать плоскую волну $E = A \sin(\omega t - kx)$, которую в неоднородной среде можно записать в виде $E = A(\vec{r}, t) \sin(\omega t - \varphi(\vec{r}, t))$. Выделим регулярную и случайную части в амплитуде и фазе возмущенной волны:

$$A(\vec{r}, t) = A_0 + \delta A(\vec{r}, t), \quad \varphi(\vec{r}, t) = kx + \delta \varphi(\vec{r}, t).$$

Дополнительные слагаемые δA и $\delta \varphi$ порождаются флуктуациями δn . Нам следует определить, как связаны между собой статистические характеристики δA , $\delta \varphi$ и δn . Мы ограничимся расчетом дисперсий фазы $\sigma_\varphi^2 = \langle \delta \varphi^2 \rangle$, углов прихода σ_ψ^2 и относительных изменений амплитуды $\sigma_\chi^2 = \langle \chi^2 \rangle$, где $\chi = \delta A/A_0$.

Рассмотрим сначала влияние неоднородностей, которые можно характеризовать одним определенным пространственным масштабом l и характерным временем τ . За счет дифракции на неоднородностях в такой среде возникает пучок радиоволн в пределах угла $\delta\psi \sim \lambda/l$ вблизи основного направления распространения (ось x), а временные изменения δn приводят к появлению новых частот в интервале $\delta\omega \sim 2\pi/\tau$ вблизи основной частоты ω . Для тропосферных пульсаций $\tau \sim 10^{-1}$ с и $\delta\omega \sim 10^2$ с $^{-1}$. В СВЧ диапазоне $\omega \sim 10^{11}$ с $^{-1}$, поэтому размытие частотного спектра на $\delta\omega$ можно заметить только при специально поставленных экспериментах. В большинстве случаев радиосигнал имеет полосу частот $\Delta\omega \gg \delta\omega$, что позволяет не учитывать $\delta\omega$, рассматривая распространение радиоволны в среде с «застывшими» неоднородностями.

Далее, имея в виду снова СВЧ диапазон, будем считать, что $\lambda \ll l$ и, следовательно, $\delta\psi \ll 1$. В таких условиях отражения назад или под большими углами практически отсутствуют, волна распространяется главным образом вдоль оси x , что позволяет воспользоваться лучевыми представлениями, которые характерны для метода геометрической оптики. Кроме неравенства $\lambda \ll l$, существует еще одно условие, ограничивающее применение этого метода на больших расстояниях. На рисунке 68 показан радиолуч длиной x в среде с неоднородностями, имеющими размер l . Там же пунктиром отмечена «толщина луча», возникающая вследствие дифракционных эффектов. Поперечное сечение «толстого луча» имеет размер порядка $\sqrt{\lambda x}$. Для того чтобы понятие

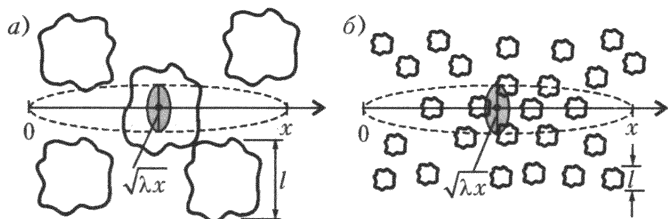


Рис. 68. Радиолуч в случайно неоднородной среде при разных значениях волнового параметра

луча сохранило свой смысл, неоднородности не должны нарушать фазовых соотношений в поперечном направлении. Это условие будет выполнено, если «толщина луча» меньше размера неоднородностей l . Отношение квадратов указанных величин $D = \lambda x / l^2$ носит название *волнового параметра*. Метод геометрической оптики применим, если $D \ll 1$ (см. рис.68,а). Если же $D \gg 1$ (см. рис.68,б), надо учитывать дифракционные эффекты.

Поговорим о флуктуациях фазы. Обратимся снова к рисунку 68,а. Набег фазы радиоволны на одной неоднородности составляет $\varphi_1 = \frac{\omega}{c}(n_0 + \delta n)l$. Его случайная составляющая равна $\delta\varphi_1 = \frac{\omega}{c}\delta n l$. Эта величина меняется от одной неоднородности к другой, принимая как положительные, так и отрицательные значения. Суммарный случайный набег фазы на трассе длиной x равен

$$\delta\varphi = \sum_{i=1}^N \delta\varphi_i = \frac{\omega}{c} l \sum_{i=1}^N \delta n_i ,$$

где N – число неоднородностей, которые пересекает луч. Очевидно, что $\langle \delta\varphi \rangle = 0$, так как $\langle \delta n_i \rangle = 0$, а $\sigma_\varphi^2 = \langle \delta\varphi^2 \rangle = N \left(\frac{\omega}{c} l \right)^2 \sigma_n^2$ (предполагается, что среда статистически однородна и $\langle \delta n_i^2 \rangle = \sigma_n^2$ одинакова для всех неоднородностей). Поскольку $N = x/l$, получим окончательную формулу для дисперсии флуктуаций фазы в виде

$$\sigma_\varphi^2 = k^2 l x \sigma_n^2 , \text{ где } k = \omega/c .$$

Теперь – о флуктуациях углов прихода. Хотя радиолуч изображен нами в виде прямой линии, на самом деле малые отклонения от основного направления все же существуют, и их можно учесть. Рассмотрим сначала преломление луча на одной неоднородности (рис.69). Лучи 1 и 2 подходят к неоднородности параллельно оси x . Исходный фазовый фронт волны показан линией AB . Далее луч 2 пересекает неоднородность и приобретает до-

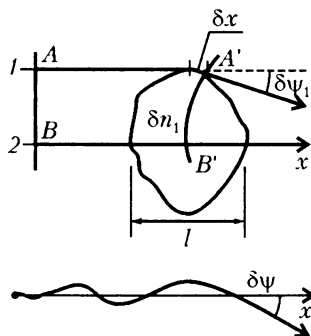


Рис.69. Преломление радиолуча на одной неоднородности и траектория луча на трассе с большим числом неоднородностей

полнительный фазовый сдвиг $\delta\varphi_1 = kl\delta n_1$. На луче 1 дополнительный фазовый сдвиг отсутствует, поэтому для приобретения той же фазы вдоль луча 1 необходимо пройти лишний путь δx , определяемый из условия $k\delta x = \delta\varphi_1$, или $\delta x = \delta\varphi_1/k$. Удлинение пути приводит к наклону фазового фронта на угол $\delta\psi_1 = \delta x/l = \delta\varphi_1/(kl) = \delta n_1$. Суммарный угол разворота луча на трассе длиной x равен $\delta\psi = \sum_{i=1}^N \delta n_i$. Далее, как и для флуктуаций фазы, получим $\langle \delta\psi \rangle = 0$ и $\sigma_\psi^2 = \langle \delta\psi^2 \rangle = N \langle \delta n_i^2 \rangle$. Поскольку $N = x/l$, а $\langle \delta n_i^2 \rangle = \sigma_n^2$, то

$$\sigma_\psi^2 = \frac{x}{l} \sigma_n^2.$$

Эта формула позволяет сделать оценку угла рассеяния $\Delta\psi_{\text{расс}} \approx \sigma_\psi$, который был выбран в предыдущем параграфе равным $\sim 10^{-5}$ рад на основе астрономических наблюдений. Положив $x = 10$ км, $l = 10$ м и $\sigma_n = 10^{-6}$, получим $\sigma_\psi \approx 3 \cdot 10^{-5}$ рад, что совпадает по порядку величины с ранее взятым значением $\Delta\psi_{\text{расс}}$.

Прежде чем приступить к выводу формулы для флуктуации амплитуды $\sigma_\chi^2 = \langle \delta A^2 \rangle / A_0^2$, подумаем, почему вообще может изменяться амплитуда волны. Поглощения в среде нет (точнее, мы его пока не учитываем), обратных отражений тоже нет, и, казалось бы, нет оснований ожидать изменений δA . На самом деле, это не так, а флуктуации амплитуды возникают вследствие преломления лучей, т.е. непосредственно связаны с флуктуациями углов прихода. Каждая неоднородность действует подобно собирающей (при $\delta n_i > 0$) или рассеивающей (при $\delta n_i < 0$) линзе. В обоих случаях меняется поперечное сечение лучевой трубки, в которой протекает неизменный поток мощности радиоволны. Флуктуации амплитуды возникают вследствие перераспределения интенсивности в поперечном к лучу направлении: местами интенсивность возрастает, а местами ослабевает. На рисунке 70 показано для определенности действие неоднородности как собирающей линзы. Непосредственно из чертежа видно, что точка пересечения краевых лучей находится на расстоянии $F \approx l/\delta\psi_1 \approx l/\delta n_1$. Можно считать, что F – это фокусное расстояние отдельной «линзы». Сразу чувствуется, что на сравнительно коротких трассах, когда $x \ll F$, флуктуации амплитуды будут слабыми, а на длинных трассах ($x \gg F$) – сильными, поскольку только в последнем случае

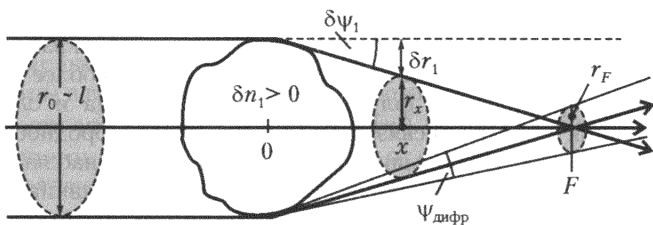


Рис. 70. Отдельная неоднородность действует как собирающая линза

возможна фокусировка лучей. Рассмотрим эти два случая по отдельности.

а) *Слабые флуктуации.* Закон сохранения энергии радиоволны в лучевой трубке имеет вид $A_0^2 r_0^2 = A^2 r_x^2$. Полагая $A = A_0 + \delta A$ и $r_x = r_0 - \delta r_1$, получим (пренебрегая квадратичными величинами) $\delta A r_0 = A_0 \delta r_1$. Но $r_0 = l$, а $\delta r_1 = x \delta \psi_1$, поэтому $\delta \chi_1 = \delta A_1 / A_0 = \delta r_1 / r_0 = x \delta n_1 / l$. Дальнейший ход рассуждений нам

уже знаком. На всей трассе $\delta \chi = \sum_{i=1}^N \delta \chi_i$, $\langle \delta \chi \rangle = 0$, $\langle \delta \chi^2 \rangle = \sigma_\chi^2 = N \frac{x^2}{l^2} \sigma_n^2$. Подставив, как и ранее, $N = \frac{x}{l}$, получим окончательно

$$\sigma_\chi^2 = \frac{x^3}{l^3} \sigma_n^2.$$

б) *Сильные флуктуации.* В точке пересечения лучей площадь сечения лучевой трубки обращается в ноль, а амплитуда волны бесконечно возрастает. Конечно, на самом деле этого не произойдет, но надо обязательно учесть дифракцию волны, т.е. выйти за рамки геометрической оптики. Мы уже один раз показали, как это делается, когда рассматривали гигантскую атмосферную линзу. Если повторить ход рассуждений предыдущего параграфа, то мы получим

$$\sigma_\chi^2 = k^2 \sigma_n^2 l x.$$

Видно, что граница между областями слабых и сильных флуктуаций амплитуды соответствует волновому параметру $D \approx 1$. Полученные формулы, выведенные на основе упрощенных представлений о пространственной структуре, должны рассматриваться как качественные оценки. Но зависимость от всех исходных параметров описывается ими совершенно правильно. В начале параграфа отмечалось, что в турбулентной

атмосфере имеется не один масштаб, а целый спектр размеров неоднородностей. Полученные нами результаты показывают, что во флуктуациях фазы главную роль играют наиболее крупные неоднородности, а флуктуации углов прихода и слабые флуктуации амплитуды связаны в основном с неоднородностями малых размеров. На больших же дистанциях, когда наблюдаются сильные амплитудные флуктуации, последние сравниваются с флуктуациями фазы и определяются в основном также большими размерами l .

Еще одно упрощение, которым мы пользовались в наших оценках, это пренебрежение временной зависимостью коэффициента преломления. Конечно, за время прохождения сигнала в пределах тропосферы неоднородности можно считать «застывшими». Однако при длительных наблюдениях, когда время наблюдений $T \gg \tau \sim 10^{-1}$ с, неоднородности δn на радиолуче успеют много раз поменяться. Особенно быстро это происходит, когда дует поперечный ветер. В этом случае каждому размеру l соответствует время $\tau_l \sim l/v$, где v — скорость ветра. Таким образом, наблюдаемые временные флуктуации Φ , Ψ и A связываются с пространственной структурой $\delta n(r)$. В частности, найденные выше дисперсии σ_Φ^2 , σ_Ψ^2 и σ_A^2 определяются в эксперименте путем усреднения записей флуктуаций во времени.

Перефразируя известное изречение «в одну и ту же реку нельзя войти дважды», можно сказать, что радиолуч не может дважды пересечь одни и те же неоднородности. Однако существует исключение из этого правила. Представьте себе радиолокационную трассу: волна проходит расстояние x , отражается от препятствия и возвращается обратно в ту же точку. Общий путь равен $2x$, и, казалось бы, $\sigma_\Phi^2|_{\text{отр}} = 2\sigma_\Phi^2|_{\text{прям}}$. На самом же деле, наблюдается $\sigma_\Phi^2|_{\text{отр}} = 4\sigma_\Phi^2|_{\text{прям}}$. Удвоение дисперсии объясняется тем, что обратный луч пересекает в точности те же самые неоднородности, которые еще не успели измениться. Это означает, что из двойного числа неоднородностей $2N = 2x/l$ можно выделить N пар, на которых флуктуации фазы происходят когерентно. На каждой паре $\delta\Phi = 2kl\delta n$ и $\sigma_\Phi^2|_{\text{отр}} = N(2kl)^2\sigma_n^2 = 4\sigma_\Phi^2|_{\text{прям}}$. С когерентностью флуктуаций на пути туда и обратно связан так называемый *эффект усиления обратного рассеяния*.

Отражающая поверхность влияет на флуктуации параметров радиосигнала и в том случае, когда волна распространяется в

основном вдоль границы «Земля–воздух». Этот вопрос уже рассматривался во второй главе, но там речь шла только о регулярных полях. Напомним, что за счет отражения от плоской границы в вертикальной плоскости возникает диаграмма направленности антенны $f(\psi) = \sin(kh_1 \sin \psi)$ (угол ψ и высота расположения антенны h_1 отсчитываются от отражающей плоскости). Направлению нулевого излучения соответствует угол ψ_0 , определяемый из условия $kh_1 \sin \psi_0 = m\pi$ (m – целое число). В случайно неоднородной среде $k = \frac{\omega}{c}(n_0 + \delta n)$, и при разных δn будет слегка меняться величина $\psi_0 = \langle \psi_0 \rangle + \delta \psi_0$.

Представим себе, что направление на приемник примерно совпадает с $\langle \psi_0 \rangle$ (точка A на рисунке 71). За счет флуктуаций приемник будет «перескакивать» из одного лепестка диаграммы направленности в другой. При этом $f(\psi)$ колеблется вблизи нулевого значения, в котором синус меняет свой знак. Но изменение знака $f(\psi)$ равносильно изменению фазы поля радиоволны на π . Прослеживается такая цепочка: малые флуктуации δn приводят к малым же флуктуациям $\delta \psi_0$, но к большим изменениям фазы поля на $\pm \pi/2$ относительно некоторого среднего значения, зависящего от длины трассы. Этим скачкам фазы соответствует дисперсия $\sigma_\phi^2 = \pi^2/4$, которая может значительно превышать найденную ранее «обычную» дисперсию. Так возникают флуктуационные всплески, открытые в конце 50-х годов прошлого века.

Одновременно с ростом σ_ϕ^2 в окрестности нулей диаграммы направленности возрастают и относительные флуктуации амплитуды за счет уменьшения знаменателя в формуле $\sigma_A^2 = \langle \delta A^2 \rangle / A_0^2$. Бесконечного возрастания σ_A^2 не происходит, так как при «перескакивании» точки наблюдения из одного лепестка в другой знак амплитуды не меняется и $A_0 = \langle A \rangle \neq 0$.

Рассеяние радиоволн под большими углами. В литературе встречаются два термина: распространение волн в случайно неоднородных средах и рассеяние волн. Разница между ними в

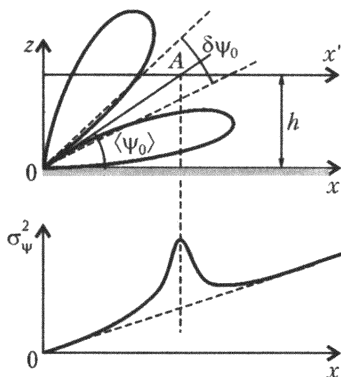


Рис. 71. Флуктуационная вспышка

известной мере условная. Первый термин используется преимущественно тогда, когда отклонения от основного направления распространения волны сравнительно малы, что характерно, как мы уже знаем, для крупномасштабных неоднородностей. Если же направление распространения меняется на большие углы, вплоть до поворота назад, то говорят о рассеянии волн.

Механизм рассеяния в общих чертах сводится к следующему. В электрическом поле радиоволны происходит поляризация неоднородностей диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon$. В среде возникают осциллирующие электрические диполи, которые сами становятся источниками рассеянных радиоволн. Создаваемые ими электрические поля, пропорциональные $\delta\epsilon$, в свою очередь влияют на поляризацию неоднородностей. Многократно рассеянные волны имеют амплитуды, пропорциональные $\delta\epsilon$, $\delta\epsilon^2$, $\delta\epsilon^3$, ... Поскольку в тропосфере $\delta\epsilon \ll 1$, главную роль играют процессы однократного рассеяния, которые мы и будем рассматривать далее. Такое упрощение носит название *борновского приближения* – по имени немецкого физика М. Борна (1882–1970).

Дипольное излучение является одним из факторов, определяющих угловую зависимость рассеянного поля. Если размеры неоднородности $l \gg \lambda$, то угловая зависимость напряженности поля рассеянной волны характеризуется множителем $\sin \theta$, причем угол θ отсчитывается от оси диполя \vec{d} (рис.72). При

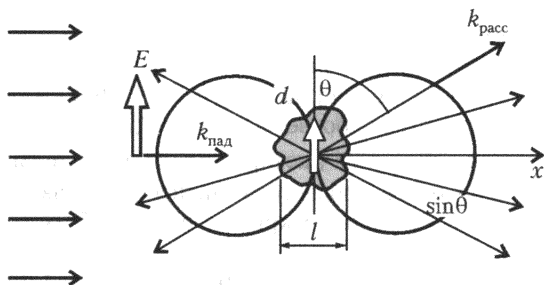


Рис.72. Падающая волна поляризует неоднородность и осциллирующий диполь порождает рассеяние волны

$l \ll \lambda$ электрическое поле в пределах одного рассеивателя можно считать однородным, и дипольный момент $\vec{d} = \delta\epsilon \Delta v \vec{E}$. Здесь $\Delta v \approx l^3$ – объем неоднородности, $\delta\epsilon = \epsilon - \langle \epsilon \rangle$ – отклонение диэлектрической проницаемости от ее среднего значения ϵ . Поскольку векторы \vec{d} и \vec{E} параллельны, угол θ надо отсчиты-

вать от направления \vec{E} в падающей волне. (Существуют среды — они называются анизотропными, — в которых \vec{d} и \vec{E} не обязательно параллельны. Тропосфера к ним не относится.) Угловая зависимость потока рассеянной мощности пропорциональна $E_{\text{расс}}^2$, поэтому

$$\langle E_{\text{расс}}^{(i)} \rangle \sim \frac{E_0^2}{\lambda^4 r^2} \langle \delta \epsilon^2 \rangle \sin^2 \theta.$$

Мы произвели усреднение, так как $\delta \epsilon$ — случайная величина и $\langle \delta \epsilon \rangle = 0$. В полученной формуле r — расстояние от рассеивающего центра до точки наблюдения, индекс (1) показывает, что рассматривается единичная неоднородность.

В реальных условиях рассеянные радиоволны порождаются не одной изолированной неоднородностью, а флуктуациями $\delta \epsilon$, сосредоточенными в некотором объеме V . Если неоднородности $\delta \epsilon$ в разных местах объема возникают и исчезают совершенно независимо друг от друга, то рассеянные ими волны не будут когерентными и потоки мощности $S_{\text{расс}}^{(i)}$ просто будут складываться. Суммарный поток $\langle S_{\text{расс}} \rangle$ возрастет в N раз, где $N \sim V/l$ — число неоднородностей в объеме V :

$$\langle S_{\text{расс}} \rangle = \sum_{i=1}^N \langle S_{\text{расс}}^{(i)} \rangle \sim \frac{E_0^2 V}{\lambda^4 r^2} \langle \delta \epsilon^2 \rangle \sin^2 \theta.$$

Вообще говоря, расстояния до отдельных рассеивателей r_i и углы рассеяния θ_i разные и следовало бы оставить эти величины под знаком суммы. Но когда характерные размеры V малы по сравнению с расстоянием до наблюдателя ($\sqrt[3]{V} \ll r$), изменения r_i и θ_i можно не учитывать. Поэтому угловая зависимость рассеянной мощности остается пропорциональной $\sin^2 \theta$.

Однако на самом деле между флуктуациями в разных точках $\delta \epsilon(\vec{r}_1)$ и $\delta \epsilon(\vec{r}_2)$ существует некоторая связь, которая ослабевает с увеличением расстояния $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$. Это обстоятельство приводит к дополнительной угловой зависимости $\langle S_{\text{расс}} \rangle$, которую легче всего проследить, рассмотрев рассеяние радиоволны на периодической структуре (рис.73). Пусть период изменения $\delta \epsilon$ равен l_q (волновое

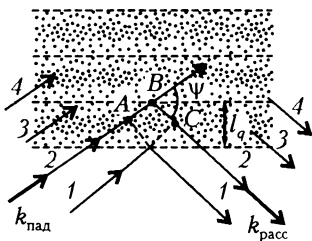


Рис.73. Рассеяние радиоволн на периодической структуре

число $q = 2\pi l_q$). Фазовый сдвиг $\Delta\phi_{1,2}$, соответствующий лучам, отраженным от соседних слоев, определяется разностью хода $AB + BC = 2l_q \sin \frac{\Psi}{2}$, где Ψ – угол рассеяния, отсчитываемый от направления распространения падающей волны, т.е. от вектора $\vec{k}_{\text{пад}}$. Если фазовый сдвиг $\Delta\phi_{1,2} = k(AB + BC) = 2kl_q \sin \frac{\Psi}{2}$ будет равен 2π , то волны, рассеянные разными плоскостями, окажутся синфазными и напряженности их полей будут складываться. В этом направлении рассеянное поле окажется максимальным. В остальных же направлениях волны ослабляют друг друга. Положив $\Delta\phi_{1,2} = 2\pi$, получим следующее соотношение, связывающее угол рассеяния Ψ с периодом структуры l_q :

$$2kl_q \sin \frac{\Psi}{2} = 2\pi, \text{ или } l_q = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\Psi}{2}}, \text{ а } q = \frac{4\pi \sin \frac{\Psi}{2}}{\lambda} = 2k \sin \frac{\Psi}{2}.$$

Эти формулы были получены в 1913 году при изучении рассеяния рентгеновских лучей в кристаллах и носят название условий Брэгга–Вульфа, по имени независимо открывших их ученых.

В кристаллах периодическая структура выражена строго определенным образом. В неоднородной тропосфере это, конечно, не так, и пространственный спектр флуктуаций содержит бесконечный набор периодических структур (гармоник) со всевозможными периодами и ориентациями. Величина $\sigma_\epsilon^2 = \langle \delta\epsilon^2 \rangle$ определяет полную интенсивность флуктуаций, а распределение интенсивности по разным гармоникам с волновым вектором \vec{q} характеризуется пространственным спектром флуктуаций (вектор \vec{q} имеет составляющие q_x, q_y, q_z , соответствующие периодическим структурам вдоль координатных осей). Теперь легко написать формулу для потока мощности, рассеянного под любым углом Ψ . Для этого вместо $\langle \delta\epsilon^2 \rangle$ надо подставить спектральную плотность $F_\epsilon(q)$ при том значении q , которое соответствует углу Ψ :

$$\langle S_{\text{расс}}(\theta, \Psi) \rangle \sim \frac{E_0^2 V}{\lambda^4 r^2} F_\epsilon(q) \bigg|_{q=2k \sin \frac{\Psi}{2}}^{\sin^2 \theta}.$$

Угловая зависимость рассеянной мощности называется *индикатрисой рассеяния*. Полученное соотношение характеризует так называемое *селективное*, или *резонансное рассеяние*. Из формулы для l_q следует, что крупные неоднородности с $l_q \gg \lambda$

рассеивают радиоволны преимущественно вперед, так как для них $\psi = \lambda/l_q \ll 1$. Если же неоднородная структура характеризуется масштабом $l_q = \lambda/2$, то $\psi = \pi$ – волна рассеивается точно назад. Это соотношение служит основой для радиолокационного зондирования неоднородной среды.

Хотя задача о рассеянии радиоволн на флуктуациях $\delta\epsilon$ сугубо классическая, она допускает очень наглядную квантово-механическую трактовку. Процесс рассеяния рассматривается как столкновение квантов (фотонов) радиоволны с квантами колебаний неоднородной среды (рис.74). При этом должны выполняться законы сохранения импульса: $\hbar\vec{k}_{\text{пад}} + \hbar\vec{q} = \hbar\vec{k}_{\text{расс}}$ и энергии: $\hbar\omega_{\text{пад}} + \hbar\omega_q = \hbar\omega_{\text{расс}}$. Постоянная планка \hbar из этих соотношений, как и должно быть, выпадает, и мы получаем следующие формулы:

$$\vec{k}_{\text{пад}} + \vec{q} = \vec{k}_{\text{расс}},$$

$$\omega_{\text{пад}} + \omega_q = \omega_{\text{расс}}.$$

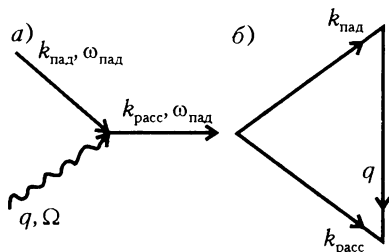


Рис.74. Рассеяние радиоволн как процесс столкновения фотонов с квантами колебаний неоднородной среды

Поскольку рассматриваются «застывшие» флуктуации, при которых $\delta\epsilon$ не зависит от t , частоту колебаний ω_q надо положить равной нулю. Тогда $\omega_{\text{пад}} = \omega_{\text{расс}}$ – изменения частоты при рассеянии не происходит. Следовательно, абсолютные значения векторов $\vec{k}_{\text{пад}}$ и $\vec{k}_{\text{расс}}$ равны друг другу, и из векторного равенства $\vec{q} = \vec{k}_{\text{расс}} - \vec{k}_{\text{пад}}$ при $k_{\text{расс}} = k_{\text{пад}}$ следует формула для q , которую легко вывести, рассмотрев рисунок 74,б.

Рассеяние на тропосферных неоднородностях приводит к дополнительному затуханию основной волны, но в то же время благодаря рассеянию возникают новые возможности передачи радиосигналов на большие расстояния за горизонт. На рисунке 75 схематически показана линия тропосферной радиосвязи. Антенны в точках А и В заэкранированы выпуклостью Земли. Но с некоторой высоты посредине трассы обе антенны оказываются в зоне прямой видимости. Поэтому расположенные здесь неоднородности можно использовать как ретранслятор, направляющий сигнал от передатчика к приемнику. Таким способом удается обеспечивать радиосвязь в диапазоне УКВ на расстоя-

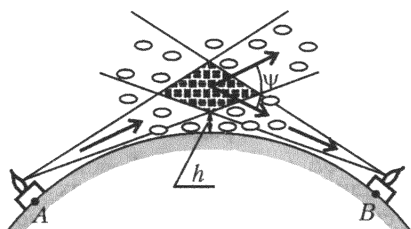


Рис. 75. Загоризонтная линия радиосвязи, использующая дальнее тропосферное рассеяние

ния в сотни километров, причем, в отличие от тропосферных радиоволноводов, линия связи, использующая дальнее тропосферное рассеяние, работает более регулярно. Для обеспечения надежной связи за счет такого рассеяния необходимы большие остронаправленные антенны.

Их диаграммы направленности должны пересекаться желательно как можно ниже, так как с ростом высоты интенсивность флуктуаций падает. Область пересечения диаграмм направленности приемника и передатчика определяет эффективный рассеивающий объем V . Специфическим недостатком такой радиосвязи являются квазипериодические замирания сигнала. Они объясняются интерференцией волн, рассеянных от разных неоднородностей $\delta\epsilon$ в пределах объема V .

Радиометеорология. Радары, лидары, содары и расдары.

Мы рассказали, как влияют на радиоволны неоднородности коэффициента преломления воздуха. Естественно возникает вопрос: нельзя ли по изменениям, происходящим с радиоволной, в частности по эффектам рассеяния, получить полезные сведения о метеорологических параметрах атмосферы? Действительно, это возможно, причем на этом пути открываются заманчивые перспективы дистанционного зондирования воздушной среды. Вообще говоря, радиосвязь в метеорологических исследованиях используется очень давно – задолго до того, как было открыто и исследовано рассеяние радиоволн на неоднородностях. Мы имеем в виду так называемые радиозонды – воздушные шары, наполненные водородом или гелием. Стандартные радиозонды поднимаются до высот 35–40 км. На них устанавливаются измерительные приборы, определяющие давление, влажность и температуру воздуха. Результаты измерений с помощью миниатюрного радиопередатчика передаются на Землю. Кроме того, используя радиолокатор, можно проследивать траекторию шарозонда, определяя таким образом скорость и направление ветра.

В 60-х годах прошлого века возникло новое направление – дистанционное зондирование пограничного слоя с использованием рассеяния электромагнитных и звуковых волн. В различных методах используется рассеяние на аэрозолях – мельчайших капельках воды и пылинках – и на молекулах атмосферных

газов (лазерное зондирование), на гидрометеорах (радиолокационное зондирование), на турбулентных пульсациях показателя преломления (акустическое и радиолокационное зондирование), а также на неоднородностях, специально созданных вспомогательным излучением (радиоакустическое зондирование). Наряду с привычным словом «радар» (сокращенное от «радиобнаружение» и «определение расстояния»), появились также лидары (от слова «свет»), содары (от слова «звук») и расдары (от двух слов: «радио» и «звук»). Активное (локационное) зондирование различными видами излучений позволяет непрерывно определять метеорологические данные в пределах дальности действия измерительной установки. Расскажем несколько подробнее об этих приборах.

Погодные радары работают в сантиметровом диапазоне радиоволн, которые хорошо рассеиваются на гидрометеорах (капли дождя, снег, град). Дальность их действия составляет десятки километров, что позволяет обнаруживать зоны осадков, грозовые очаги, измерять интенсивность дождя, исследовать динамику грозовых облаков. Особое место среди метеорологических радиолокаторов занимают радары ясного неба. Они отличаются очень высокой чувствительностью и с их помощью можно зафиксировать отражения от так называемых ангелов – оптически ненаблюдаемых объектов.

Что же это за объекты, которые нельзя увидеть, но которые способны отражать радиоволны? Не всегда они надежно отождествляются, но к ним относятся, например, слоистые образования в тропосфере и турбулентные неоднородности, прозрачные для света, скопления насекомых и стаи птиц на больших высотах, а также токопроводящие каналы, возникающие при молниевых разрядах. Большая понижающая способность радиоволн позволяет получать данные, относящиеся как к тропосфере (в дециметровом диапазоне волн), так и к стратосфере (на волнах УКВ диапазона с $\lambda = 1 - 10$ м).

Лазерные локаторы – лидары – используют рассеяние световых волн на мельчайших частицах, находящихся в воздухе, и на молекулах атмосферных газов. Пространственное разрешение лидаров существенно лучше, чем у радаров, но точность измерений да и сама возможность их использования сильно зависят от степени замутненности атмосферы.

Действие *акустических локаторов – содаров* – основано на рассеянии звуковых волн мелкомасштабными неоднородностями воздуха, связанными в основном с турбулентными флуктуациями температуры и скорости ветра. Диапазон рабочих частот

содаров составляет 1600–6000 Гц, а дальность действия не превышает 1,5 км. Их работа затрудняется при наличии акустических помех, например на аэродромах, где оперативные метеорологические измерения как раз и необходимы.

Радиоакустическое зондирование с помощью *расдаров* использует одновременно радиоволны и звук. Принцип действия

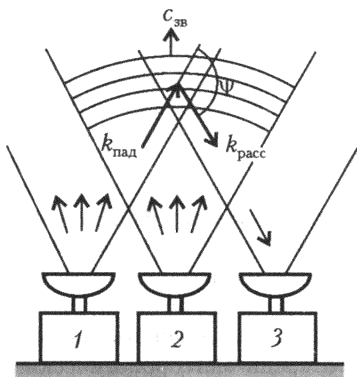


Рис.76. Схема расдара

расдара легко понять из рисунка 76. Имеются три направленные антенны, расположенные близко друг от друга. Вверх через центральную антенну излучаются звуковые импульсы, генерируемые специальным акустическим генератором. Два боковых параболоида — это антенны радиолокатора. Одна из них излучает радиоволны, вторая принимает их. Начиная с некоторой высоты, диаграммы направленности всех трех антенн практически перекрываются. На ма-

лых высотах перекрытия не происходит. Здесь существует «мертвая зона», определяющая нижнюю границу рабочих высот h_{\min} . Верхняя граница h_{\max} зависит от чувствительности всей установки.

Звуковая волна, распространяясь в атмосфере, вызывает периодические изменения плотности воздуха и давления, что приводит к модуляции коэффициента преломления. В отличие от турбулентных пульсаций, вариации δn в звуковой волне происходят по гармоническому закону: $\delta n(\vec{r}, t) = \delta n_m \sin(\Omega t - \vec{q}\vec{r})$. Частота Ω и волновое число q связаны друг с другом обычным соотношением: $q = \Omega/c_{\text{зв}}$, где $c_{\text{зв}}$ — скорость распространения звуковой волны. Очень важно (на этом основано дистанционное измерение температуры), что $c_{\text{зв}}$ зависит от температуры воздуха: $c_{\text{зв}} = A\sqrt{T}$, где A — некоторая константа. При нормальных условиях $c_{\text{зв}} \approx 331,4$ м/с. Радиоволна, облучая звуковой импульс, рассеивается на периодической структуре δn . Максимальное отражение происходит

под углом ψ , который определяется формулой $l_q = \lambda / \left(\sin \frac{\psi}{2} \right)$, где l_q надо положить равной длине звуковой волны $\lambda_{\text{зв}} = 2\pi/q$.

Поскольку антенны передатчика и приемника расположены близко друг к другу, можно считать $\psi = \pi$, тогда наиболее эффективное рассеяние радиоволны на звуке происходит при $\lambda_{зв} = \lambda/2$, т.е. $q = 2k$.

При радиолокации звукового импульса, убегающего от радиолокатора со скоростью $c_{зв}$, частота отраженной радиоволны за счет эффекта Доплера уменьшается: $\omega_{отр} = \omega_0 (1 - 2c_{зв}/c)$. Измеряя разность частот $\omega_0 - \omega_{отр} = 2\omega_0 c_{зв}/c$ как функцию времени t , отсчитываемого от момента излучения звукового импульса, определяют $c_{зв}$ на данной высоте $h = c_{зв}^{(0)} t$ (при определении h можно не учитывать изменений $c_{зв}$ с высотой, взяв ее значение на уровне земли). Далее получают высотный профиль температуры $T(h) = (c_{зв}(h)/A)^2$. Погрешность измерения T в уже реализованных образцах радаров составляет примерно $\pm 0,5^\circ \text{C}$, что не хуже чем при прямых измерениях на радиозондах. На работу радара сильно влияет ветер, который сносит звуковой импульс. Если радиолокационная система устроена так, что можно отслеживать ветровой снос, то появляется дополнительная возможность определения горизонтальной составляющей скорости ветра на разных высотах. Вертикальная составляющая влияет на доплеровский сдвиг частоты, вызывая погрешности в определении температуры.

Расдары работают в сантиметровом, дециметровом и метровом диапазонах длин волн. Выбор того или иного диапазона определяет предельную дальность зондирования от $h_{\max} \approx 40$ м при $\lambda = 3$ см до $h_{\max} \approx 3000$ м при $\lambda = 8$ м. Чем короче длина волны, тем выше разрешающая способность прибора, но тем сильнее затухают звуковые волны, что ограничивает дальность действия расдара. Заметим, что из условия резонансного рассеяния $\lambda_{зв} = \lambda/2$ следует такое соотношение между частотами: $\Omega = 2 \cdot 10^6 \omega_0$. Поскольку рабочие радиочастоты лежат в пределах $10^8 - 10^{10}$ Гц, соответствующие им звуковые частоты охватывают диапазон от сотен герц до нескольких килогерц.

Поглощение радиоволн в тропосфере. В предыдущих параграфах молчаливо предполагалось, что тропосфера полностью пропускает радиоволны, которые испытывают преломление и рассеяние, но не поглощение. Так оно и есть (точнее – ощутимого поглощения не наблюдается), если речь идет о радиоволнах длиннее 10 см. Даже сильный дождь, туман, снег, град и облака для них оказываются прозрачными. Однако более короткие волны испытывают заметное поглощение, кото-

рое может стать настолько значительным, что полностью нарушит радиосвязь.

Заметим, что рассмотренное рассеяние радиоволн на флуктуациях коэффициента преломления воздуха тоже приводит к затуханию сигнала на линии радиосвязи. Действительно, хотя полная энергия радиоволны в процессе рассеяния сохраняется, но та ее часть, которая рассеялась по разным направлениям, к приемнику все равно не поступает, поэтому принимаемый сигнал становится слабее. Кроме того, возникает истинное поглощение с превращением энергии радиоволны в тепло. Радиоволна греет воздух по двум причинам. Прежде всего – это поглощение электромагнитной энергии в гидрометеорах (дождь, туман, снег, град). Капли воды значительно лучше проводят электрический ток, чем сухой воздух, поэтому в них происходит поглощение части энергии радиоволны. Амплитуда волны затухает по экспоненциальному закону, с которым мы уже не раз встречались.

$E_0(L) = E_0(0)e^{-k''L}$, где L – длина трассы, а k'' – коэффициент поглощения на единицу длины. Экспериментально установлено, что k'' пропорционально интенсивности дождя и, кроме того, возрастает с уменьшением длины волны. Например, при $\lambda = 1,25$ см и интенсивности осадков 15 мм/ч (сильный дождь) $k'' = 0,4$ км⁻¹. Это означает, что амплитуда радиоволны уменьшится в $e = 2,7$ раза на трассе длиной приблизительно 2,5 км. С точки зрения поглощения сантиметровых и миллиметровых волн, сильный дождь опаснее тумана. Поглощение при снегопаде также обычно меньше, чем при дожде с тем же количеством воды. В диапазоне оптических частот наибольшее поглощение электромагнитные волны испытывают в тумане, несколько меньшее при снегопаде и наименьшее во время дождя.

Достаточно короткие радиоволны (короче 1,5 см) могут затухать в тропосфере и при отсутствии дождя, тумана и других капельных образований. Это происходит вследствие непосредственного взаимодействия электромагнитной волны с атомами и молекулами газов, входящих в состав воздуха. Поглощая энергию кванта радиоволны $\hbar\omega$, атомы и молекулы переходят из состояния с меньшей энергией E_n в состояние с большей энергией $E_{n'} = E_n + \hbar\omega$. Поскольку энергетические уровни E_n и $E_{n'}$ имеют дискретные значения, то подобные переходы обладают более или менее ясно выраженным резонансным характером. Так возникает *резонансное*, или *селективное*, поглощение радиоволн.

Среди входящих в состав тропосферы газов молекулярное

поглощение сильнее всего проявляется в кислороде O_2 и водяных парах H_2O . В диапазонах сантиметровых и миллиметровых радиоволн главными линиями поглощения являются: $\lambda = 1,35$ см – водяные пары, $\lambda = 0,5$ см и $\lambda = 0,25$ см – кислород, $\lambda = 1,5$ мм и $\lambda = 0,75$ мм – водяные пары. Резонансный характер молекулярного поглощения хорошо виден на рисунке 77, где показана зависимость коэффициента поглощения k'' от частоты радиоволны (для удобства по оси абсцисс нанесена и вторая шкала – с указанием длин волн). Поглощение в кислороде остается с течением времени более или менее постоянным, а поглощение в парах воды сильно меняется от дня ко дню в зависимости от влажности воздуха. График на рисунке 77

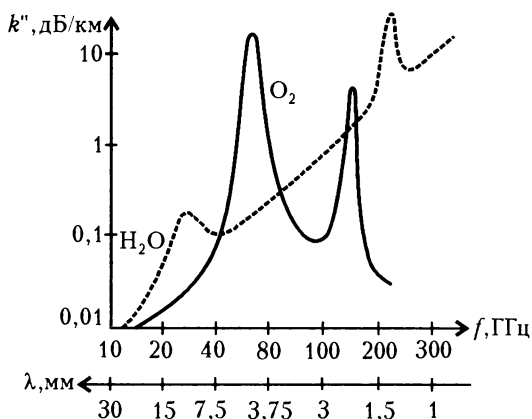


Рис.77. Резонансное поглощение радиоволн молекулами кислорода и водяного пара

составлен для абсолютной влажности (или водности) воздуха $7,75$ г/м³ (это число показывает массу водяных паров в 1 м³ воздуха). На графике можно заметить «окна» прозрачности тропосферы – те участки диапазона длин волн, для которых затухание является относительно слабым. Они-то и выбираются для радиосвязи. Если же требуется ограничить дальность действия передатчика (например, чтобы избежать взаимных помех), то можно выбрать рабочую волну вблизи той или иной линии поглощения.

РАДИОВОЛНЫ В ИОНОСФЕРЕ

Плотность воздуха быстро уменьшается с высотой, и, казалось бы, начиная с нескольких десятков километров условия распространения радиоволн будут очень мало отличаться от вакуума. На самом деле все обстоит намного сложнее. На таких больших высотах к нейтральным атомам и молекулам добавляются электрически заряженные частицы – электроны и ионы, образуя так называемую ионосферу. Хотя относительная плотность заряженных частиц невелика (1%), влияние на радиоволны они оказывают чрезвычайно сильное. Особенно примечательно, что это влияние в большой степени зависит от частоты: некоторые волны проходят через ионосферу совершенно свободно, а некоторые наоборот полностью отражаются. Это свойство радиоволн превращает их в удивительный «инструмент», с помощью которого можно, не покидая лабораторию, определить химический состав воздуха, измерить плотность и температуру частиц на высотах в сотни и тысячи километров. Благодаря ионосфере удастся передавать радиосигналы в пределах всего земного шара с помощью сравнительно маломощных передатчиков. С другой стороны, мощность современных установок достигла уже такой величины, что они способны «нагреть небо», изменяя заметным образом параметры ионосферы.

Открытие ионосферы. В конце 1901 года Г.Маркони, которому удавалось передавать радиосигналы на все большие расстояния, решил попробовать установить беспроводную связь через Атлантический океан. Вы уже прочли больше половины этой книги, знакомы с основными законами распространения радиоволн и можете оценить реальность попытки Маркони – эта затея была обречена на неудачу. В самом деле, длина трассы между городом Полдью в Англии (там находился передатчик) и островом Нью-Фаундленд в Канаде составляет 3700 км. Для того чтобы выпуклость Земли не экранировала радиолуч, необходимо было бы соорудить антенны высотой $h_1 \approx h_2 \approx 250$ км. Такие антенны, конечно, сделать нельзя, и, стало быть, приемное устройство окажется в глубокой радиотени, куда сигнал сможет попасть только за счет дифракции. Мы знаем, что дифракционные эффекты характеризуются параметром λ/a , где

λ – длина волны, а a – размер препятствия (в данном случае – радиус Земли, равный приблизительно 6400 км). Поскольку параметр λ/a очень мал, радиосигнал будет сильно затухать по мере ухода за горизонт. Напряженность поля у приемника окажется такой слабой, что ничего услышать не удастся.

Все аргументы безусловно правильные, но Маркони все же поставил свой опыт, и 12 декабря 1901 года услышал в телефоне приемника три коротких сигнала – букву «S» по азбуке Морзе! Результат произвел сенсацию во всем мире, а физики стали искать объяснение тому, что произошло.

Было предложено несколько гипотез. Во-первых, уже упоминавшаяся дифракция. Дело в том, что в то время задача о дифракции волн вокруг шара, когда передатчик и приемник находятся практически на его поверхности, еще не была решена, и какая-то возможность того, что в опыте Маркони «работает» именно дифракция, все же оставалась. Последующие расчеты показали, что это не так. Во-вторых, предлагались объяснения с прохождением радиоволн в толще Земли, но они были быстро отброшены из-за очень сильного затухания в проводящей среде. Третья гипотеза основывалась на предположении, что верхние слои атмосферы обладают электрической проводимостью и способны отражать радиоволны. Если это так, то радиоволна захватывается в очень узкий (по сравнению с радиусом земного шара) промежуток между Землей и верхним проводящим слоем. Распространяясь в нем, радиоволна проникает далеко за горизонт без существенного ослабления. Предложенное объяснение оказалось правильным, но прямые доказательства существования «радиозеркала» в верхних слоях атмосферы были получены только в 1925 году, когда удалось наблюдать отражение радиоимпульса от «неба». По времени запаздывания отраженного сигнала измерили высоту электропроводящего слоя. Она оказалась равной примерно 100 км. Наэлектризованную (ионизированную) область в верхних слоях атмосферы и называли *ионосферой*. Это слово происходит от греческого *ion* – идущий. Ионом называют электрически заряженную частицу, образующуюся при потере или присоединении «лишнего» электрона атомами и молекулами. Ионы могут быть как положительные (при потере электрона), так и отрицательные. Под действием электрического поля они начинают двигаться, чем и объясняется их название.

Ионосфера представляет собой область заряженных частиц, окружающих Землю. Более точно под ионосферой понимают диапазон высот, который начинается с 50–60 км и простирается примерно до 1000 км. Границы ионосферы достаточно условны,

и, поскольку само понятие возникло в связи с влиянием электропроводящих слоев воздуха на радиоволны, ионосферу иногда так и определяют как область верхней атмосферы, которая имеет существенное значение для распространения радиоволн.

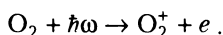
Четких границ ионосферы не существует еще и потому, что ионы имеются не только на больших высотах, но и в приземном слое воздуха. Правда, по происхождению они отличаются от заряженных частиц в собственно ионосфере. В приземном слое они возникают из-за радиоактивности почвы, а начиная со стратосферных высот действуют космические источники ионизации. Ионы низких высот не включают в ионосферу потому, что для распространения радиоволн важна не просто концентрация заряженных частиц, но и то, какие именно это частицы. Главную роль в распространении радиоволн играют наиболее легкие частицы – электроны. На низких высотах, где плотность воздуха очень большая, электроны в свободном состоянии почти не встречаются. Они немедленно «прилипают» к нейтральным молекулам, образуя отрицательные ионы. Масса ионов в десятки тысяч раз превосходит массу электрона, и соответственно уменьшается амплитуда их колебаний в электрическом поле радиоволны. На высоте в 50–60 км плотность воздуха падает в десятки тысяч раз. Здесь и появляются свободные электроны, оказывающие существенное влияние на распространение радиоволн. Чем выше, тем больше встречается свободных электронов, но после того как их концентрация достигает максимума на высоте 250–300 км, электронная плотность снова начинает уменьшаться. Для того чтобы понять причину немонотонной зависимости электронной концентрации от высоты, надо ближе познакомиться с физикой возникновения ионосферы.

Основным источником ионизации воздуха является солнечное излучение. Процесс ионизации заключается в отрывании одного (реже нескольких) электронов от наружной оболочки атома. Чтобы оторвать электрон от положительно заряженного ядра атома, надо затратить определенную энергию ионизации W_i . Ее обычно измеряют в электронвольтах (эВ), вводя потенциал ионизации U_i по формуле $W_i = eU_i$ (здесь $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона). Рассматриваемый процесс является существенно квантовым, поэтому, говоря о солнечном излучении, надо представить себе поток фотонов с энергией $\hbar\omega$, где $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, а частота ω относится к спектру излучения Солнца.

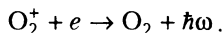
Из основных составляющих воздуха N_2 , O_2 , O наименьший потенциал ионизации имеет молекулярный кислород O_2 – около

12 эВ. Это значение W_i определяет наименьшую энергию кванта $\hbar\omega_{\min}$ и, соответственно, минимальную частоту ω_{\min} , начиная с которой солнечный свет способен оторвать электрон от молекулы кислорода. Более высокочастотное излучение также будет ионизировать нейтральные частицы, а избыток энергии фотона (если $\hbar\omega > W_i$) потратится на то, чтобы сообщить освобожденному электрону кинетическую энергию $W_{\text{кин}} = \hbar\omega - W_i$. Указанному выше потенциалу $U_i = 12$ В соответствует длина волны $\lambda_i = 1026 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$). Начиная со 100 км и выше главным ионизирующим фактором является солнечное излучение с длинами волны от 1026 \AA до 100 \AA – это ультрафиолетовая часть спектра.

Процесс фотоионизации нейтральной молекулы O_2 записывается так:



Если бы в атмосфере действовал только этот процесс, то концентрации ионов и электронов с момента восхода Солнца все время возрастали бы, пока все нейтральные молекулы не окажутся ионизированными. Однако в реальных условиях параллельно с фотоионизацией идет и обратный процесс рекомбинации:



При рекомбинации нейтральная частица снова восстанавливается, а избыток энергии электрона излучается в виде фотона.

В стационарном состоянии эти два процесса уравнивают друг друга. Попробуем сообразить, отчего зависит концентрация электронов N в ионосфере. Число рождающихся электронов пропорционально концентрации нейтральных частиц и числу фотонов, т.е. интенсивности солнечного излучения. Далее вспомним, что плотность воздуха быстро убывает с высотой, а интенсивность излучения Солнца наоборот имеет в верхних слоях атмосферы наибольшее значение. Отсюда следует, что на некоторой высоте h_m электронная концентрация N будет максимальной (рис.78,а). При $h > h_m$ концентрация спадает за счет уменьшения плотности нейтральных частиц, а при $h < h_m$ – за счет уменьшения числа фотонов. После захода Солнца начинает преобладать процесс рекомбинации, и концентрация электронов повсюду уменьшается.

Мы схематически обрисовали теорию возникновения так называемого «простого слоя». На самом деле, закономерности образования ионосферы несравненно сложнее. Дело в том, что

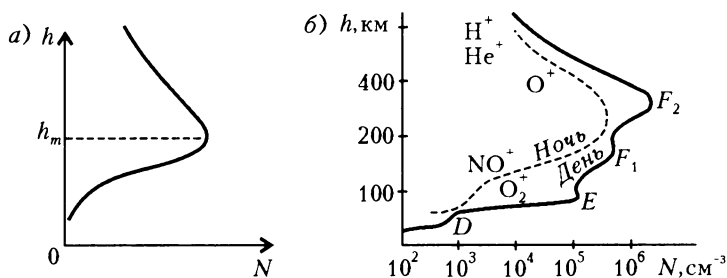


Рис.78. Образование простого слоя (а) и строение ионосферы (б)

кроме молекул в состав атмосферных газов входят много других нейтральных частиц. Солнечное излучение тоже не является монохроматическим, а его спектральные составляющие обладают разными ионизирующими способностями. В результате возникает более сложное распределение электронной концентрации по высоте (рис.78,б). На кривой выделяют несколько областей, которые иногда называют «слоями». Днем принято различать четыре области: D – от 60 до 90 км, E – от 95 до 120 км, F_1 – от 180 до 240 км (существует в основном в летние месяцы) и F_2 – от 230 до 400 км. В ночные часы области D и F_1 исчезают. Максимум электронной концентрации (от $2 \cdot 10^5$ до $2 \cdot 10^6$ см $^{-3}$) приходится на слой F_2 . Границы между слоями достаточно условны, так как кривая $N(h)$ плавная и точно указать на ней места перехода из одной области в другую нельзя.

Кроме того, надо отметить, что изменчивость является характерным свойством ионосферы. Конкретный вид профиля электронной концентрации зависит от времени и от места на земном шаре. Полярные и экваториальные районы и в этом смысле сильно отличаются друг от друга.

Говоря о причинах изменчивости, следует помнить, что наряду с солнечным излучением, которое само может сильно меняться, существуют и другие, тоже переменные источники ионизации, например космические лучи разной природы и метеоры, сгорающие на высотах 60–100 км. Метеоры образуют ионизированные следы в виде узких цилиндрических столбов с первоначальным диаметром в несколько сантиметров, которые быстро расширяются. Длина ионизированных столбов достигает нескольких десятков километров, а линейная плотность электронов в них составляет $10^{10} - 10^{16}$ м $^{-1}$. Длительность существования колеблется от долей секунды до минут.

Важную роль в образовании ионосферы играют также дина-

мические процессы, связанные с переносом заряженных частиц. Именно за счет динамических процессов в области E иногда возникает спорадический (единичный, случайный) слой E_s с концентрацией электронов, превышающей нормальное значение в несколько раз. Он представляет собой скопление электронных облаков, имеющих очень малую толщину, но большую горизонтальную протяженность, измеряемую сотнями, а возможно, и десятками сотен километров. В средних широтах слой E_s чаще всего появляется днем в летние месяцы.

Теорию образования ионосферы нельзя считать завершенной, но на этом пути удалось продвинуться столь далеко, что стало возможным составление прогнозов состояния ионосферы и условий радиосвязи на месяцы вперед.

Ионосферная плазма и ее влияние на распространение радиоволн. Термин «плазма» был введен в физику в 1929 году американскими учеными И.Ленгмюром и Л.Тонксом. Так называют ионизированный газ, в частности ионосферу, в котором положительные и отрицательные заряды в среднем нейтрализуют друг друга. Это свойство плазмы именуется квазинейтральностью. «В среднем» не означает, что вообще не может быть избытков заряда того или иного знака. Такие скопления зарядов все время возникают в небольших объемах и исчезают через короткие промежутки времени. Естественным образом возникает вопрос о пространственном масштабе d и характерном времени τ нарушений квазинейтральности плазмы. Мы оценим эти величины несколько позже, а сначала выясним, как влияет плазма на распространяющуюся в ней радиоволну.

Вопрос о радиоволнах в веществе рассматривался во второй главе. Там было показано, как, зная относительную диэлектрическую проницаемость среды ϵ и ее проводимость σ , определить основные характеристики радиоволны — фазовую скорость и затухание. Для расчета ϵ выделим некоторый объем плазмы $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ и рассмотрим, какие токи возбуждаются в нем под действием электрического поля радиоволны $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kx)$ (рис.79). Волна распространяется вдоль оси x , а ось z ориентирована параллельно вектору \vec{E} . При таком выборе координатных осей

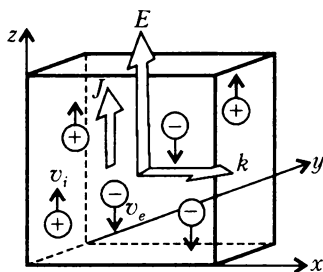


Рис.79. Движение зарядов в плазме под действием электрического поля радиоволны

электрические заряды будут двигаться только вдоль оси z , и в дальнейшем для сокращения записи индекс « z » у проекций различных векторов писать не будем.

Рассмотрим сначала уравнение движения для электронов:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} E.$$

(Тяжелые ионы тоже движутся, но намного медленнее, и пока их вклад в общий ток учитывать не будем.) Простой подстановкой легко убедиться, что это уравнение имеет решение

$$v = -\frac{eE_0}{m\omega} \cos(\omega t - kx).$$

Если число электронов в единице объема равно N , то, двигаясь со скоростью v , они создают ток $I = eNv\Delta x\Delta y$, протекающий через площадку $\Delta x\Delta y$, что соответствует плотности тока

$$J = \frac{I}{\Delta x\Delta y} = eNv = -\frac{e^2 NE_0}{m\omega} \cos(\omega t - kx).$$

Плазменный ток представляет собой ток смещения (по сравнению с электрическим полем он сдвинут по фазе на 90°), который

можно записать и так: $J_{\text{см}}^{(e)} = -\frac{Ne^2}{m\omega^2} \frac{\partial E}{\partial t}$. Верхний индекс « e » показывает, что этот ток связан с движением электронов. Если бы свободных зарядов в объеме V не было, то ток смещения в вакууме был бы равен $J_{\text{см}}^{(0)} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$. Прибавив эту величину к $J_{\text{см}}^{(e)}$, получим полный ток смещения в плазме:

$$J_{\text{см}} = J_{\text{см}}^{(0)} + J_{\text{см}}^{(e)} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{Ne^2}{m\omega^2 \epsilon_0} \right) \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Сравним эту формулу с выражением для тока смещения в среде:

$J_{\text{см}} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$. Видно, что относительная диэлектрическая проницаемость плазмы равна

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

где $\omega_p = \sqrt{Ne^2/(\epsilon_0 m)}$ — так называемая *плазменная*, или *ленгмюровская* частота. Каков ее физический смысл?

Прежде всего заметим, что это резонансная частота не одного электрона, а совокупности большого числа заряженных частиц, на что указывает зависимость ω_p от концентрации N . Плазмен-

ные колебания с частотой ω_p возникают следующим образом. Допустим, что в каком-то месте вследствие флуктуаций появился избыток электронов. Здесь возникает отрицательный электрический заряд, который выталкивает электроны из рассматриваемой области. Заряженные частицы пролетают по инерции положение равновесия, и там, где был избыток электронов, возникает их нехватка, т.е. избыточный положительный заряд. Электроны притягиваются к этому месту, опять проскакивают по инерции положение равновесия и т.д. Эти колебания (их можно назвать собственными колебаниями плазмы) и происходят с частотой ω_p .

Теперь мы можем определить тот интервал времени τ , в течение которого возникают нарушения квазинейтральности в данном месте. Он равен по порядку величины периоду плазменных колебаний:

$$\tau \sim \omega_p^{-1} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m}{Ne^2}}.$$

Если измерения плотности электронов и ионов усреднить за значительно большие промежутки времени, то заряды разных знаков компенсируют друг друга. Далее заметим, что электроны и ионы в плазме, имеющей определенную температуру T , все время хаотически движутся, как впрочем и нейтральные частицы в обычном газе. Средняя тепловая скорость электронов $v_T \approx \sqrt{k_B T/m}$ (где $k_B = 1,4 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана). За интервал времени τ электрон проходит расстояние

$$d = v_T \tau \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{Ne^2}}.$$

Это и есть пространственный масштаб нарушения квазинейтральности. Он называется *дебаевским радиусом* экранирования – по имени голландского физика П.Дебая (1884–1966). Если в плазму внести посторонний заряд, он в течение времени порядка τ окажется окруженным слоем зарядов противоположного знака, которые резко ослабят (заэкранируют) внешнее поле внутри плазмы на расстояниях, превышающих d .

Мы определили относительную диэлектрическую проницаемость плазмы ϵ , а что можно сказать о ее проводимости σ ? Для ответа на этот вопрос необходимо учесть, что свободному движению электронов мешают соударения с другими частицами. Если ν – число соударений в единицу времени, то создаваемое ими ускорение равно $-\nu v$ (знак « $-$ » показывает, что соударения приводят к торможению электронов). С учетом соударений

уравнение движения выглядит так:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} E - v v .$$

Мы не будем выписывать точного решения для v , а ограничимся предельным случаем очень частых соударений, когда $v \gg \omega$. Поскольку $v(t)$ меняется по синусоидальному закону, при вычислении производной $\frac{dv}{dt}$ появляется множитель ω . Но мы рассматриваем случай $v \gg \omega$, поэтому член $\frac{dv}{dt}$ можно не учитывать по сравнению с членом $v v$. Тогда получим

$$\frac{e}{m} E - v v = 0, \text{ и } v = \frac{eE}{mv} .$$

Соответствующая плотность тока

$$J_{\text{пров}} = eNv = \frac{Ne^2}{mv} E$$

совпадает по фазе с электрическим полем и поэтому является током проводимости. С другой стороны, $J_{\text{пров}} = \sigma E$, поэтому

$$\sigma|_{v \gg \omega} = \frac{Ne^2}{mv} .$$

Итак, проводимость плазмы связана с соударениями электронов с другими частицами.

Если не пренебрегать производной $\frac{dv}{dt}$, то, действуя по той же схеме, получим такие выражения для ϵ и σ :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2}, \quad \sigma = \frac{Ne^2 v}{m(\omega^2 + v^2)} .$$

Эти формулы справедливы при любых соотношениях между ω и v . При $v = 0$ проводимость отсутствует — плазма ведет себя как идеальный диэлектрик. Поскольку с проводимостью σ связаны тепловые потери и ослабление напряженности поля, то радиоволна, распространяющаяся в ионосфере, затухает. Однако достаточно высококачественный сигнал, для которого $\omega \gg v$, затухает очень слабо.

Нам осталось еще выяснить, как изменится формула для ϵ , если учесть движение ионов. Вопрос решается очень просто: к электронному току надо добавить текущий в том же направлении ионный ток (направления движения электронов и ионов противоположны, но благодаря разному знаку зарядов их токи скла-

дываются). Тогда получим уточненную формулу:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2 + \omega_{pi}^2}{\omega^2},$$

где $\omega_{pi} = \sqrt{Ne^2/(\epsilon_0 m_i)}$ – ионная плазменная частота, соответствующая иону с массой m_i и с тем же самым по абсолютной величине зарядом e . Даже для самого легкого иона атомарного водорода $m_i = 1840 m$, а для большинства ионов в ионосфере $m_i \sim 10^4 m$. Поэтому $\omega_{pi}^2 \ll \omega_p^2$, и влияние ионов на распространяющуюся в ионосфере радиоволну можно не учитывать. (Если плазма находится во внешнем магнитном поле, то влияние ионов может стать заметным для низкочастотных радиоволн.)

В заключение приведем формулу, по которой удобно рассчитывать ϵ . Если учесть значения всех констант и перейти от ω к f , то получим $\epsilon = 1 - 81N [\text{см}^{-3}] / f^2 [\text{кГц}]$.

Радиоволны в ионосфере. После того как мы получили формулы для ϵ и σ в ионосфере, можно записать выражение для коэффициента преломления $n = \sqrt{\epsilon}$:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}.$$

Проанализируем эту формулу. Во всех средах, с которыми мы встречались до сих пор (земля, вода, воздух), коэффициент преломления $n > 1$, а фазовая скорость волны $v_\phi = c/n < c$. В плазме все обстоит не так. На любой частоте $\omega > \omega_p$ $n < 1$, и, следовательно, $v_\phi > c$. При этом с уменьшением частоты скорость v_ϕ растет, стремясь к бесконечности, когда $\omega \rightarrow \omega_p$. Если же $\omega < \omega_p$, подкоренное выражение становится отрицательным, понятие коэффициента преломления теряет смысл – волна распространяться не может. Это не означает, что при $\omega < \omega_p$ в плазме не может возбуждаться электромагнитное поле. Поле возбудить можно, но оно не распространяется в виде волны, а существует в виде колебаний, «привязанных» к источнику, т.е. имеющих нулевую скорость распространения.

Вопрос о скорости распространения требует уточнения. Прежде всего заметим, что неравенство $v_\phi > c$ не должно нас смущать из-за кажущегося противоречия с теорией относительности, согласно которой никакой сигнал не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света в пустоте. Формула $v_\phi = c/n$ относится к *монохроматической* волне, а для передачи информации требуется *модулированная* волна, которая состоит

из нескольких спектральных составляющих, или из группы волн. Поэтому необходимо ввести понятие групповой скорости.

Рассмотрим простейшую группу волн, состоящую только из двух компонентов с мало отличающимися друг от друга частотами:

$$E_1 = E_0 \sin(\omega_1 t - k_1 x), \quad E_2 = E_0 \sin(\omega_2 t - k_2 x),$$

$$\text{где } \omega_{1,2} = \omega_0 \pm \Delta\omega, \quad k_{1,2} = k_0 \pm \Delta k.$$

Результирующий сигнал $E = E_1 + E_2$ после несложных тригонометрических преобразований представим в виде

$$E = 2E_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta k x) \sin(\omega_0 t - k_0 x) = A(x, t) \sin(\omega_0 t - k_0 x).$$

Мы ввели медленно меняющуюся ($\Delta\omega \ll \omega_0$) амплитуду сигнала $A(x, t) = 2E_0 \cos(\Delta\omega t - \Delta k x)$. Вопрос о скорости распространения теперь можно сформулировать двояко. Во-первых, можно говорить о скорости распространения фазы. При этом подразумевается быстро меняющийся множитель $\sin(\omega_0 t - k_0 x)$. Зафиксировав определенную фазу, т.е. положив $\omega_0 t - k_0 x = \text{const}$, найдем фазовую скорость:

$$v_{\text{ф}} = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega_0}{k_0} = \frac{c}{n\omega_0},$$

где $n\omega_0$ — коэффициент преломления на средней частоте $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$. С другой стороны, можно поставить вопрос о скорости распространения амплитуды. Для ответа на него надо положить $A(x, t) = \text{const}$, или $\Delta\omega t - \Delta k x = \text{const}$, откуда следует формула для так называемой *групповой скорости*:

$$v_{\text{гр}} = \frac{dx}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}.$$

Для того чтобы сформулировать понятие групповой скорости на данной частоте, переходим к пределу $\Delta\omega \rightarrow 0$, $\Delta k \rightarrow 0$. При этом получим следующее выражение:

$$v_{\text{гр}}(\omega_0) = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\omega=\omega_0},$$

или, учитывая, что $k_\omega = \frac{\omega}{c} n(\omega)$,

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}} = \frac{1}{\frac{n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{dn}{d\omega}}.$$

Видно, что только в том случае, когда коэффициент преломления не зависит от частоты, $v_{гр} = \frac{c}{n} = v_{ф}$ — обе скорости совпадают. В плазме это не так, и, вычислив $dn/d\omega$, получим

$$v_{гр}(\omega) = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = cn(\omega).$$

Так как $n < 1$, $v_{гр} < c$, т.е. передача информации с помощью радиоволны в плазме происходит, как и должно быть, со скоростью, меньшей, чем скорость света в вакууме. Согласно последней формуле, между $v_{ф}$ и $v_{гр}$ в ионосфере существует простая связь: $v_{ф}v_{гр} = c^2$. Частотные зависимости $v_{ф}(\omega)$ и $v_{гр}(\omega)$ представлены на рисунке 80. При $\omega \rightarrow \omega_p$ со стороны больших частот $v_{гр} \rightarrow 0$, что соответствует невозможности передачи сигнала на частотах $\omega \leq \omega_p$. При $\omega \gg \omega_p$ обе скорости стремятся к c , совпадая со скоростью света при $\omega \rightarrow \infty$. Этот результат легко объясняется инерцией электронов. Обладая определенной массой, они колеблются под действием электрического поля по мере возрастания частоты с меньшей амплитудой и слабее влияют на радиоволну. Групповая скорость совпадает со скоростью передачи информации и переноса энергии только в непоглощающих (и слабопоглощающих) средах. Если же волна распространяется с сильным затуханием, то условие постоянства амплитуды уже не выполняется, и вопрос о скорости распространения становится более сложным.

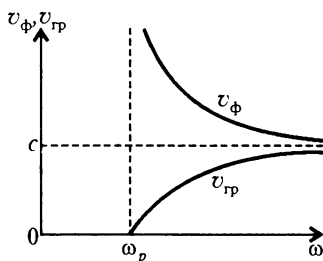


Рис.80. Фазовая и групповая скорости радиоволны в плазме

Мы вывели формулу для $v_{гр}$, рассматривая простейшую группу волн из двух компонентов, но она применима и для любых узкополосных сигналов, т.е. таких, у которых основная энергия сосредоточена в полосе частот $\Delta\omega \ll \omega_0$. Это, в частности, выполняется для радиоимпульса с длительностью $\Delta t_0 \gg 1/\omega_0$, который также будет распространяться со скоростью $v_{гр}$. Однако такое утверждение справедливо только тогда, когда длина трассы не очень велика. Дело в том, что значения $v_{гр}(\omega)$ для разных спектральных составляющих отличаются друг от друга. Поэтому составляющие распространяются с разными скоростями

ми и на больших расстояниях разойдутся друг от друга. Если это произойдет, импульс начнет деформироваться (расплываться) в процессе распространения.

Амплитуда сигнала (оглабающая импульса) является функцией двух переменных t и x . Она задана в виде $A(t, 0)$ при $x = 0$ (исходный импульс). Требуется определить $A(t, x)$ после прохождения расстояния x в плазме. Процесс деформации импульса удобнее рассматривать не в переменных t, x , а в переменных τ, x , где $\tau = t - x/v_{\text{гp}}(\omega)$. Таким образом учитывается запаздывание импульса в точке x , если считать, что он движется со скоростью, соответствующей несущей частоте радиосигнала $\omega = \omega_0$. При $x = 0$ длительность импульса равна Δt_0 , той же величине она равна и в новых переменных. Вместо длительности импульса можно рассматривать его пространственную протяженность $l_0 = v_{\text{гp}}(\omega_0)\Delta\tau_0$ и, вообще, измерять время длиной пути $\xi = v_{\text{гp}}(\omega_0)\tau$, проходимого со скоростью $v_{\text{гp}}(\omega_0)$. Иными словами, предлагается следующая цепочка преобразований переменных в амплитуде импульса: $A(t, x) \rightarrow A(\tau, x) \rightarrow A(\xi, x)$. Окончательно выбранные переменные ξ и x имеют одну и ту же размерность (в отличие от исходных t, x), что позволяет рассматривать процесс деформации импульса в обычных прямоугольных координатах, где углы являются безразмерными величинами. Таким образом, обнаруживается любопытная пространственно-временная аналогия между дифракцией волн и искажениями импульсных сигналов в диспергирующей среде.

Взгляните на рисунок 81. Для средней частоты волнового пакета $t = x/v_{\text{гp}}(\omega_0)$ и $\xi = 0$ (ось x). Для некоторой другой частоты $t = x/v_{\text{гp}}(\omega)$ и $\xi = x(v_{\text{гp}}(\omega_0)/v_{\text{гp}}(\omega) - 1)$. Последнее выражение представляет собой уравнение прямой, выходящей

из начала координат под углом $\alpha = \arctg\left(\frac{v_{\text{гp}}(\omega_0)}{v_{\text{гp}}(\omega)} - 1\right)$. Рассматривая узкополосные волновые пакеты, можно считать

$\tg \alpha = \alpha = \frac{v_{\text{гp}}(\omega_0)}{v_{\text{гp}}(\omega)} - 1$. Траектории отдельных спектральных составляющих образуют в плоскости ξ, x веер лучей, сосредоточенных в пределах угла $\Delta\alpha$, соответствующего ширине спектра импульса $\Delta\omega = \omega_{\text{max}} - \omega_{\text{min}}$. Для плазмы $v_{\text{гp}}(\omega_{\text{max}}) > v_{\text{гp}}(\omega_0)$, а $v_{\text{гp}}(\omega_{\text{min}}) < v_{\text{гp}}(\omega_0)$, поэтому граничные наклонные прямые, отмеченные ω_{min} сверху и ω_{max} снизу, ограничивают начало и

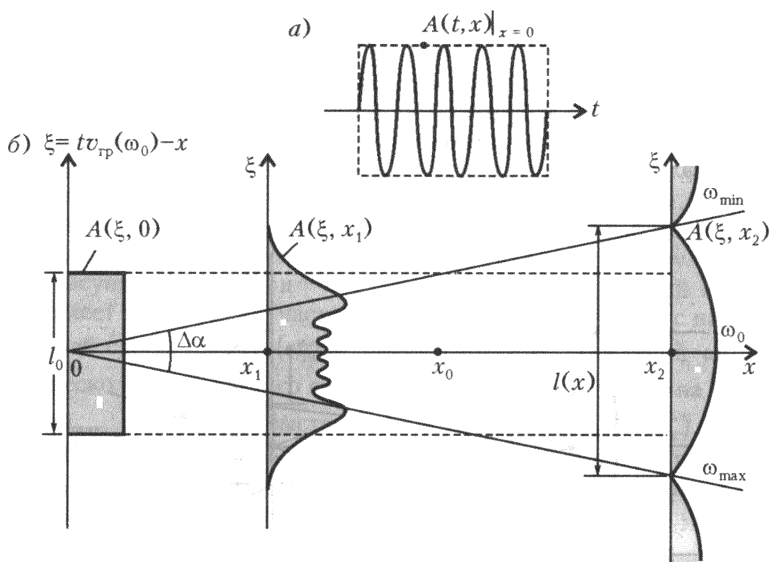


Рис.81. Расплывание импульса в плазме: а) исходный сигнал; б) огибающая импульса в ближней и дальней зонах

конец импульса, т.е. определяют его протяженность $l(x) = x\Delta\alpha$ на больших расстояниях. На малых расстояниях дополнительного расширения импульса не происходит, и $l(x) = l_0$.

Вся картина удивительно напоминает обсуждаемую ранее дифракцию радиоволны на щели. Веер «лучей» в плоскости ξ, x соответствует разным направлениям вектора \vec{k} , а угол $\Delta\alpha$ – углу $\Delta\varphi = \lambda/(\Delta y)$. В нашем случае «шириной щели» можно считать исходную протяженность импульса l_0 , а «длина волны»

равна $\lambda^* = 2\pi \left| \frac{dv_{гр}}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}$ (получите это выражение самостоятельно).

Теперь, описывая дисперсионное расплывание импульса, можно воспользоваться уже известными нам результатами по дифракции волн. Исходная протяженность импульса сравнивается с его дополнительным размытием на некотором расстоянии x_0 (место пересечения пунктирных прямых с граничными лучами на рисунке 81), которое определяется из условия

$l_0 = \Delta\alpha x_0 = \frac{\lambda^*}{l_0} x_0$, откуда $x_0 = l_0^2/\lambda^*$. При $x \ll x_0$ импульс почти не расширяется – это область геометрической оптики. На больших расстояниях $x \gg x_0$ импульс очень сильно деформиру-

ется - можно сказать, что здесь расположена дальняя зона, где дифракционные явления становятся определяющими

Пространственно-временная аналогия выглядит красиво, но приносит ли она какую-нибудь практическую пользу? Рассмотрим пример. Известно, что с помощью линзы можно сфокусировать электромагнитное излучение (рис 82,а). В приближении

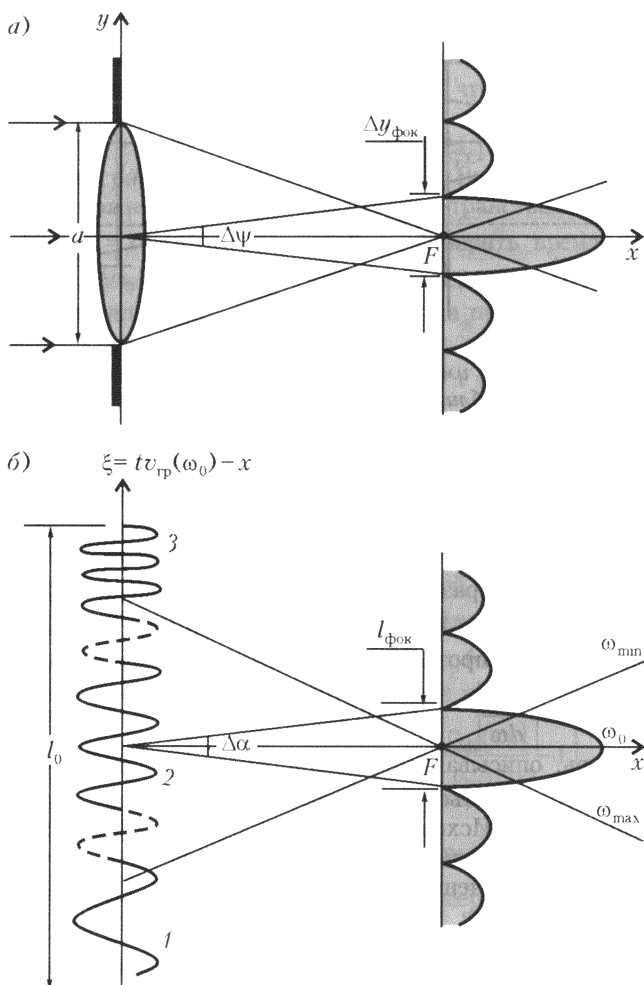


Рис.82. Сжатие импульса в плазме: а) обычная линза; б) «временная» линза

геометрической оптики лучи, прошедшие через линзу, пересекаются в одной точке, с учетом же дифракции возникает некоторая фокальная область с поперечными размерами $\Delta y_{\text{фок}} = \frac{\lambda}{a} F$, где a – размер апертуры линзы, а F – фокусное расстояние линзы. Попробуем сконструировать «временную» линзу, т.е. осуществить сжатие импульса во времени. Как это делается, показано на рисунке 82,б. В диспергирующую среду, в данном случае в плазму, посылаются один за другим несколько импульсов, на рисунке 82,б их три – с разными частотами. Первый импульс имеет наименьшую частоту ω_{\min} и распространяется с наименьшей скоростью $v_{\text{гр}}(\omega_{\min})$. Второй импульс с частотой ω_0 идет несколько быстрее со скоростью $v_{\text{гр}}(\omega_0)$, а третий – на частоте ω_{\max} – движется быстрее всех со скоростью $v_{\text{гр}}(\omega_{\max})$. Можно подобрать частоты так, чтобы все три импульса пришли к приемнику на некотором расстоянии $x = F$ одновременно. Тогда протяженность сигнала в точке F станет меньше суммарной длительности всех трех импульсов.

Мы рассмотрели три импульса только для простоты рассуждений. На самом деле, изменение частоты от ω_{\min} до ω_{\max} происходит плавным образом (частотно-модулированный сигнал). Импульс может быть сжат до дифракционного предела

$l_{\text{фок}} = \frac{\lambda^*}{l_0} F$. Степень сжатия $\frac{l_0}{l_{\text{фок}}} = \frac{l_0^2}{\lambda^* F}$ станет очень большой при $F \ll l_0^2 / \lambda^*$, т.е. «временная» линза, так же, как и обычная, эффективно концентрирует излучение только в ближней зоне.

Радиоволны отражаются от ионосферы. Ионосфера – неоднородная среда. Электронная концентрация сильно меняется по высоте и более плавно зависит от места на земном шаре. Сначала рассмотрим, как влияет на радиоволны неоднородность ионосферы в вертикальном направлении. Во многих случаях можно пренебречь кривизной Земли и рассматривать плоскостойкую среду. С такой задачей мы уже встречались в третьей главе, и нам остается только воспользоваться выведенными там формулами. Главная из них – это закон Снеллиуса, который мы перепишем следующим образом:

$$n(z) \sin \psi(z) = \sin \psi_0.$$

Здесь $\psi(z)$ – угол между радиолучом и вертикалью на высоте z , а ψ_0 – угол падения на нижней границе ионосферы. Коэффициент преломления $n(z_0)$ из правой части формулы выпал, так как

считается, что ниже границы ионосферы воздух практически неионизированный и там $n(z) = 1$.

На рисунке 83,а схематически представлены высотный профиль электронной концентрации $N(z)$ и коэффициент преломления $n(z)$ в ионосфере. В третьей главе было показано, что в

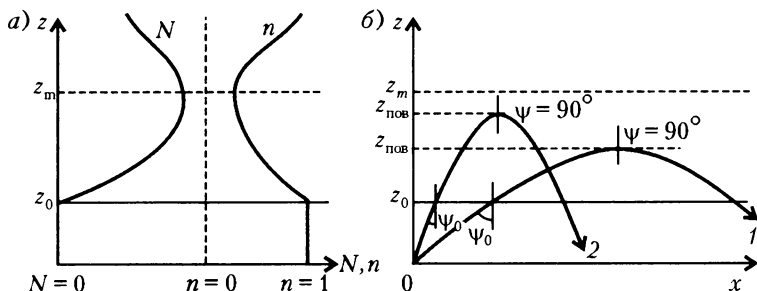


Рис.83. а) Высотные зависимости $N(z)$ и $n(z)$ в ионосфере; б) траектории радиолучей при различных углах падения на ионосферу

плоскостной среде радиолуч распространяется по кривой линии с радиусом кривизны $R = -n / \left(\sin \psi \cdot \frac{dn}{dz} \right)$. В нижней ионосфере (до максимума N) коэффициент преломления уменьшается с высотой, т.е. $\frac{dn}{dz} < 0$, и $R > 0$. Положительное значение R показывает, что траектория луча выгнута выпуклостью вверх. Поэтому, дойдя до некоторой высоты $z_{\text{пов}}$, луч повернет обратно и по симметричному склону кривой вернется на Землю (рис.83,б). Поскольку в точке поворота $\psi(z_{\text{пов}}) = 90^\circ$, то $n(z_{\text{пов}}) = \sin \psi_0$. Очевидно, что точка поворота лежит ниже уровня максимальной концентрации z_m , так как при $z > z_m$ $\frac{dn}{dz} > 0$ и $R < 0$ — траектория луча изгибается в противоположную сторону. Далее понятно, что с уменьшением ψ_0 (все более крутое падение радиоволны на ионосферный слой) $\sin \psi_0$ и $n(z_{\text{пов}})$ уменьшаются. Но уменьшение $n(z_{\text{пов}})$ означает приближение $z_{\text{пов}}$ к z_m . В предельном случае вертикального излучения $n(z_{\text{пов}}) = 0$.

Таким образом, вертикально направленный радиолуч достигает высоты, где коэффициент преломления ионосферы обращается в ноль, а затем возвращается обратно. Но всегда ли найдется такая высота, на которой $n(z) = 0$? Это зависит от частоты

радиоволны. На рисунке 84 показаны несколько высотных зависимостей $n(z)$ для одной и той же электронной концентрации $N(z)$, но при разных частотах. Критической частотой является частота $\omega_{кр} = \omega_{p\max}$, где $\omega_{p\max}$ — плазменная частота в максимуме электронной концентрации. При $\omega = \omega_{кр}$ $n(z)$ обращается в ноль в одной точке $z = z_m$. Она же и является точкой поворота для этой частоты. Если $\omega > \omega_{кр}$, то $n(z) > 0$ при любых z , и вертикально направленная радиоволна проходит сквозь ионосферу

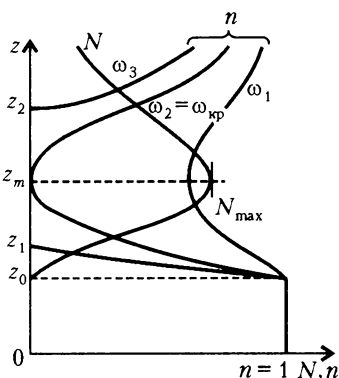


Рис.84. Разные высотные зависимости показателя преломления

не отражаясь. С другой стороны, для $\omega < \omega_{кр}$ $n(z) = 0$ в двух точках $z_1 < z_m$ и $z_2 > z_m$. Точкой поворота для волны, идущей снизу, является наименьшая высота z_1 , а для волны, идущей сверху, например излучаемой с космического корабля, $z_{пов} = z_2$.

Переходя от ω к f , легко получить простую связь между критической частотой и максимальной электронной плотностью:

$$f_{кр} [\text{кГц}] = 9 \sqrt{N_{\max} [\text{см}^{-3}]}.$$

Например, для $N_{\max} = 10^6 \text{ см}^{-3}$ $f_{кр} = 9 \text{ МГц}$, а соответствующая длина волны равна $\lambda_{кр} = 32 \text{ м}$. В зависимости от места, времени суток и сезона N_{\max} может меняться в довольно широких пределах, что приводит к изменениям $f_{кр}$ от 3–5 до 10 МГц.

Итак, радиоволна проникает в ионосферу только до уровня $z_{пов}$, а что происходит дальше? Можно ли считать, что на больших высотах поле в точности равно нулю, т.е. $E(z)$ резко обрывается при $z \geq z_{пов}$? Мы уже встречались с подобной ситуацией во второй главе, когда рассматривали явление полного внутреннего отражения. Там поле все же проникало во вторую среду, но быстро (экспоненциально) затухало по мере удаления от границы. Точно так же обстоит дело и в ионосфере. В области $z > z_{пов}$ поле экспоненциально затухает, волна там не распространяется. Проникновение поля за уровень $z_{пов}$ можно обнаружить, если запретная область между z_1 и z_2 не слишком широка. Если поле там не полностью затухнет, то далее снова

возникнет обычная радиоволна, которая уйдет не отражаясь в верхние слои ионосферы. Поэтому коэффициент отражения приблизительно равен 1 только на частотах, заметно меньших $f_{кр}$. Если же f близко к $f_{кр}$, коэффициент отражения становится меньше 1. Радиоволну вблизи уровня $z = z_{пов}$ нельзя исследовать в приближении геометрической оптики. Для полного описания поля лучевых представлений здесь недостаточно, и требуется анализировать волновые уравнения.

Формула для $f_{кр}$ показывает, что, определив ту наибольшую частоту, на которой вертикально посланная волна еще возвращается на Землю, сразу же можно узнать, чему равна концентрация электронов в максимуме ионизации. На более низких частотах следует пользоваться аналогичным соотношением, но с электронной концентрацией $N(z)$ в точках $z < z_m$, где $n(z) = 0$:

$$f_{отр} [\text{кГц}] = 9 \sqrt{N(z)|_{n(z)=0}} [\text{см}^{-3}].$$

Поскольку $f_{отр}$ всегда известно, появляется возможность определить не только максимум электронной концентрации, но и всю зависимость $N(z)$, посылая с Земли радиоволны разных частот. На этом основана работа ионосферных станций вертикального зондирования, специально приспособленных для определения профиля электронной концентрации. Такая станция состоит из передатчика и приемника, часто использующих одну и ту же антенну с вертикально ориентированной диаграммой направленности (рис.85,а). Передатчик работает в импульсном режиме, а

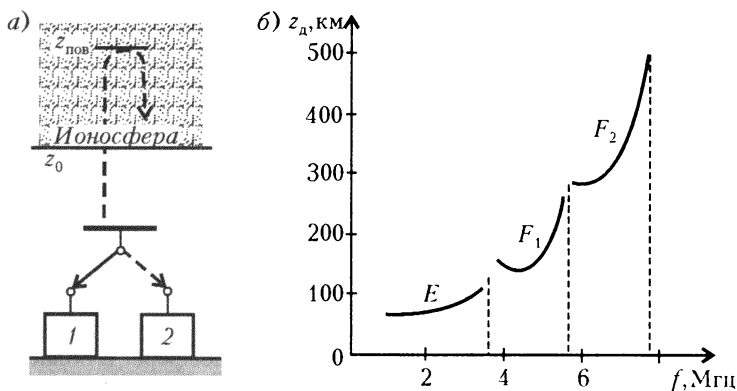


Рис.85. а) Схема действия ионосферной станции вертикального зондирования: 1 – передатчик, 2 – приемник; б) типичные высотно-частотные характеристики

его частота от импульса к импульсу меняется примерно от 0,5 до 20 МГц, т.е. охватывает широкий диапазон частот, которые будут отражаться на разных уровнях. Длительность одного сеанса с перебором всех частот составляет обычно около 1 мин, после чего весь цикл повторяется снова. Синхронно с передатчиком перестраивается приемник, и на специальном индикаторе определяется время τ прохождения радиоимпульса от Земли до точки $z_{\text{пов}}$ и обратно. Поскольку частота настройки все время меняется, на экране возникает кривая $\tau(f)$, которую называют высотно-частотной характеристикой. Для удобства перехода от времени запаздывания к высоте отражения вертикальную ось на графике (рис.85,б) градуируют не в единицах времени, а в единицах высоты, которая связана с τ следующим образом: $z_d = c\tau/2$. Эту высоту называют «действующей», и она отличается от истинной высоты отражения $z_{\text{пов}}$ по следующей причине. Если бы импульс распространялся со скоростью c не только в воздухе, но и в ионосфере, то все было бы в порядке и z_d совпала бы с $z_{\text{пов}}$. Но импульс в ионосфере бежит со скоростью

$$v_{\text{гр}} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < c, \text{ поэтому истинная высота отражения на}$$

самом деле меньше z_d . Эта разница особенно заметна вблизи $\omega \approx \omega_p$, где $v_{\text{гр}}$ становится очень малой. Поэтому кривые $z_d(f)$ сильно загибаются вверх ($v_{\text{гр}}$ уменьшается, а τ возрастает) при приближении f к $f_{\text{кр}}$. Ранее для простоты мы рассматривали ионосферный слой только с одним максимумом, но нередко наблюдается еще один максимум в слое E , а область F разделяется на F_1 и F_2 . Тогда на высотно-частотной характеристике возникают отдельные ветви кривых для разных областей, что и показано на рисунке 85,б.

Пользуясь формулой для определения $N(z)$, мы сталкиваемся с серьезной трудностью. Величина N определяется по $f_{\text{отр}}$ совершенно точно, но какой высоте она соответствует? Высота z_d , отмеченная на индикаторе, является фиктивной, а истинную высоту $z_{\text{пов}}$ приходится еще вычислять, пользуясь точной формулой для τ : $\tau = 2z_0/c + 2 \int_{z_0}^{z_{\text{пов}}} dz / v_{\text{гр}}(f, z)$. Здесь учтено, что импульс распространялся со скоростью света c в воздухе при $z \ll z_0$ и со скоростью $v_{\text{гр}}(f, z)$ в ионосфере. Анализ этой формулы, которую следует рассматривать как уравнение для определения функции $z_{\text{пов}}(f)$, позволяет перейти от действующих высот к истинным.

Однако никакие вычисления не помогут определить $N(z)$ в области $z > z_m$, потому что туда можно проникнуть только на частоте $f > f_{кр}$, но такие высокие частоты проходят сквозь ионосферу не отражаясь от нее. Казалось бы, единственная возможность заключается в зондировании слоя сверху. Для этого надо установить ионосферную станцию на спутнике, летящем на высоте, значительно большей z_m . Такие космические ионозонды действительно выводятся на орбиты и успешно выполняют свою задачу. Существует также возможность измерения N непосредственно с помощью приборов на геофизических ракетах и спутниках. При этом удастся получить еще много полезных данных, включая химический состав воздуха и температуру. К сожалению, непосредственные измерения всегда являются локальными, ограниченными по времени и дорогостоящими.

Понятно, с каким интересом был встречен радиофизиками новый способ исследования ионосферы с Земли практически без ограничения высот. В этом способе, который носит название *некогерентного рассеяния*, используется отражение радиоволн не от плавно неоднородной среды, а от флуктуаций электронной плотности. С подобным явлением мы уже встречались в третьей главе, когда рассматривалось рассеяние радиоволн на большие углы, вплоть до поворота назад. Там было показано, что рассеяние назад (именно оно нас и интересует) происходит на таких неоднородностях коэффициента преломления среды, которые имеют размеры $l_q = \lambda/2$, или, что то же самое, на спектральных составляющих флуктуаций с волновым числом $q = 2k$.

В то же время между рассеяниями на флуктуациях δn в тропосфере и ионосфере имеется существенное различие. В тропосфере рассматривались «замороженные» флуктуации, и частота сигнала при рассеянии не менялась. В ионосфере же флуктуации возникают за счет «звуковых» волн, непрерывно возбуждаемых в нагретой плазме. Мы написали «звуковых» в кавычках, потому что продольные волны с периодическими изменениями плотности в ионизированной среде обладают существенными особенностями. В плазме, как мы знаем, имеется два сорта заряженных частиц – электроны и ионы, и рассеяние радиоволн происходит, главным образом, на так называемых ионно-звуковых волнах. Скорость их распространения определяется по формуле $c_{и-з} \approx \sqrt{k_B T_e / m_i}$. В отличие от скорости звука в нейтральном газе $c_{зв} \approx \sqrt{k_B T / M}$, где M – масса атомов или молекул и T – температура, в формуле для $c_{и-з}$ фигурируют

температура электронов T_e и масса ионов m_i . Такое смешанное сочетание параметров объясняется тем, что силы давления определяются здесь температурой более горячих частиц электронного газа, а сила инерции – массой тяжелых ионов. Ионно-звуковые волны обладают малым затуханием только тогда, когда $T_e \gg T_i$, поэтому их называют также неизотермическим звуком. Между резонансным значением $q = 2k$, при котором рассеянная волна поворачивает назад, и частотой ионно-звуковых колебаний существует обычная связь:

$$q = \Omega / c_{и-з}, \text{ или } \Omega = 2kc_{и-з}.$$

Поэтому отраженный сигнал будет промодулирован с частотой Ω , и в его спектре появятся два колебания на частотах $\omega_{1,2} = \omega_0 \pm 2kc_{и-з}$ (рис.86). Интенсивность отраженного сигнала пропорциональна электронной плотности, а форма спектра зависит от скорости и затухания ионно-звуковой волны, т.е. от T_e , m_i и T_e/T_i . Поэтому, исследуя спектр некогерентного рассеяния, можно получить сведения об электронной концентрации, температурах электронов и ионов на данной высоте. Высота отражения определяется по обычной радиолокационной формуле $z_{отр} = c\tau/2$, где τ – время запаздывания отраженного импульса.

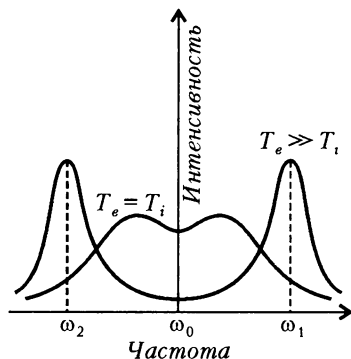


Рис.86. Спектры отраженного сигнала при некогерентном рассеянии радиоволн

Главная трудность метода некогерентного рассеяния заключается в очень малой амплитуде отраженного сигнала. Поэтому для его реализации сооружаются специальные дорогостоящие радиолокационные установки, число которых пока что не очень велико. Излучаемая мощность обычно составляет 2–5 МВт в импульсе, а антенны имеют размеры порядка 100 м и более.

Неоднородность ионосферы в планетарном масштабе. Если взглянуть на Землю «со стороны», то мы увидим шар, одна половина которого всегда освещена Солнцем, а другая находится в тени. Между ними протекает слегка размытая граница, которую называют солнечным терминатором – СТ. Поскольку солнечное излучение является основным ионизирующим фактором, свойства ионосферы на освещенном (дневном) и затененном (ночном) полушариях будут различными. Так возникает неоднородность ионосферы по долготе. Угол падения солнечных

лучей на ионосферу зависит и от широты места, поэтому возникает неоднородность ионосферы и в меридиональном направлении. Но Солнце – не единственный источник ионизации. В этом процессе принимают участие в корпускулярные потоки, проникающие из космоса на ионосферные высоты в основном в полярных районах, поскольку заряженные частицы движутся вдоль магнитных линий. В результате возникает сложная картина неоднородного распределения плотности электронов не только по высоте, но и в глобальном масштабе по всему земному шару, зависящая к тому же от времени суток и года, солнечной активности и других условий. Очень трудно разобраться во всей совокупности геофизических факторов, влияющих на структуру ионосферы, и соответствующая теория еще далека от завершения. Тем не менее, основные явления изучены достаточно хорошо, и это позволяет составлять регулярные прогнозы состояния ионосферы на несколько месяцев вперед. Прогнозы обычно публикуются в виде карт, на которых показаны критические частоты $f_{кр}$, соответствующие главному максимуму электронной плотности в слое F_2 . В окрестности наибольшего сгущения изолиний $f_{кр}$ возникают специфические неоднородности ионосферы, вытянутые вдоль СТ. Они создают своеобразные волноводные структуры, которые иногда приводят к возрастанию уровня сигналов на трансэкваториальных линиях радиосвязи. Могут наблюдаться также и отражения радиоволн от СТ, о чем следует рассказать несколько подробнее.

Заранее ясно, что коэффициент отражения от переходной области день-ночь (или ночь-день) будет очень малым, поскольку электронная концентрация и высота ионосферы меняются на СТ достаточно плавно. Условно считается, что ширина перехода составляет 100–300 км, что обычно намного больше длины радиоволны. Однако есть одно обстоятельство, которое существенно облегчает обнаружение даже очень слабых отражений. Дело в том, что с точки зрения наблюдателя, находящегося на Земле, СТ все время движется вследствие вращения нашей планеты вокруг своей оси. Скорость движения зависит от широты места и времени года и составляет около 460 м/с на экваторе. Поскольку скорость звука в воздухе порядка 330 м/с, СТ движется вдоль Земли в экваториальных и даже средних широтах со сверхзвуковой скоростью. Сверхзвуковое движение приводит к возбуждению волнообразных возмущений. Эти неоднородности все время сопровождают СТ подобно тому, как волны, порождаемые движущимся кораблем, все время перемещаются вместе с ним.

Неоднородности имеют разные размеры, в том числе и такие, которые могут привести к резонансному рассеянию радиоволн под заданным углом. Кроме того, и это очень важно, отраженная волна будет иметь другую частоту за счет эффекта Доплера.

Разность частот позволяет выделить слабый отраженный сигнал на фоне более сильного излучения, приходящего по прямому пути. Схема эксперимента, в котором наблюдалось отражение радиоволн от СТ, представлена на рисунке 87. Сигналы передатчика, работающего на частоте $f_0 = 15$ МГц и расположенного около Москвы, попадали к приемнику в окрестности Харькова двумя путями: по кратчайшей трассе практически вдоль меридиана, и отразившись от СТ. Отраженные сигналы появлялись примерно за 1,5–2 часа до восхода или захода Солнца у приемника. Доплеровское смещение частоты зависит от углов δ и

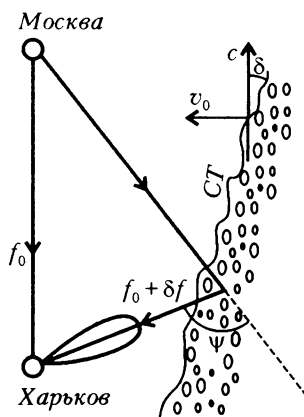


Рис.87. Отражение радиоволн от солнечного терминатора

ψ и уменьшается по мере приближения СТ, его максимальное значение в описываемом эксперименте было около 10 Гц. Измеренный коэффициент отражения оказался равным приблизительно $10^{-4} - 10^{-5}$. Отраженную волну удалось выделить не только благодаря смещению частоты, но и используя остронаправленную антенну радиотелескопа. Ее диаграмма направленности, имеющая ширину $1,5^\circ$, ориентировалась в том направлении, откуда согласно расчетам должен был прийти отраженный сигнал. Прямой сигнал принимался за счет боковых лепестков диаграммы направленности и поэтому был значительно ослаблен.

Удалось также наблюдать отражения от СТ и в диапазоне сверхдлинных волн (СДВ). Передатчик, работающий на частоте $f_0 = 16$ кГц, находился около Лондона, а приемник – в Харькове. В этом случае максимальное доплеровское смещение частоты было около 0,03 Гц, а коэффициент отражения составил $10^{-2} - 10^{-3}$. Отражения от СТ несут информацию о пространственном спектре неоднородностей ионосферы в переходной области день-ночь.

Изучение ионосферы с помощью спутников Земли позволило установить ранее неизвестные особенности в планетарной струк-

туре ионосферы. Так был обнаружен главный ионосферный «провал» — область с пониженной концентрацией электронов в слое F_2 , идущая ближе к средним широтам параллельно зоне полярных сияний, где наблюдается повышенная ионизация. «Провал» охватывает по широте от 2° до 10° , и электронная

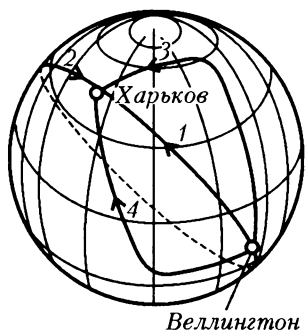


Рис.88. Отражение радиоволн от главных ионосферных «провалов»: 1 — прямая трасса; 2 — обратная трасса; 3 — северная трасса; 4 — южная трасса

концентрация может уменьшаться здесь в несколько раз. Такой перепад концентрации создает иногда условия для отражения радиоволн на сверхдальних линиях радиосвязи. На рисунке 88 показан пример таких отражений, наблюдавшихся в 1983–84 годах с помощью уже упоминавшейся остронаправленной антенны радиотелескопа. Сигналы радиостанции в Веллингтоне (Новая Зеландия) принимались на частоте 19 МГц в Харькове. Длина трассы по кратчайшему пути равна примерно 17000 км, но радиоволны попадали к приемнику и по другим путям. Всего было отмечено четыре направления прихода радиосигналов: прямая и обратная трассы по дуге большого

круга, северная и южная трассы с отражениями от главных ионосферных «провалов». Интенсивность сигналов на разных трассах менялась в течение суток, причем иногда отраженные радиоволны оказывались сильнее не только обратной, но и прямой волны.

Среди крупномасштабных неоднородностей ионосферы отметим еще одну весьма своеобразную как по своей природе, так и по влиянию на радиоволны. Она возникает во время солнечных затмений. В пределах лунной тени ионизирующее излучение «выключается», а процессы рекомбинации продолжаются. В результате электронная плотность быстро уменьшается, нижняя граница ионосферы приподнимается, образуя купол с поперечником в несколько сот километров (рис.89). Если радиотрасса проходит через пятно лунной тени, то ионосферные возмущения проявляются в виде вариаций фазы и амплитуды сигнала, которые неоднократно наблюдались в диапазоне 10–30 кГц. Фазовая скорость волны в волноводе между Землей и ионосферой превышает скорость света тем больше, чем уже волновод (об этом подробнее будет рассказано позже). Поэтому фазовый

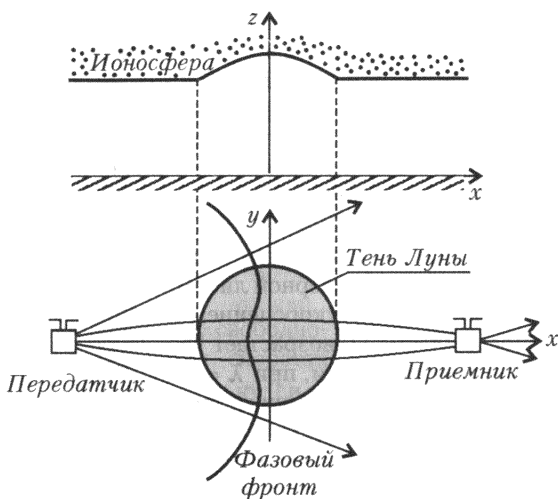


Рис.89. Во время солнечного затмения лунная тень в ионосфере фокусирует радиоволны

фронт, проходя сквозь лунную тень, действует как собирательная линза. Однако расчеты показывают, что эта линза очень длиннофокусная (фокусное расстояние зависит от частоты радиоволны и составляет тысячи и даже десятки тысяч километров), поэтому усиления радиосигнала за счет фокусировки почти не происходит.

Коль скоро мы заговорили об ионосферной фокусировке радиоволн, расскажем и о глобальной ионосферной линзе. Речь идет об ионосфере в целом. Взглянув на нее «со стороны», мы увидим сравнительно тонкую сферическую оболочку. Она-то и играет роль линзы, которая может быть как собирающей, так и рассеивающей в зависимости от длины волны λ и прицельного параметра p радиолуча. Суть дела отражена на рисунке 90. При $p < p_{\min}$ (луч 1) лучи экранируются Землей, т.е. центральная часть линзы не работает. Величина p_{\min} примерно равна

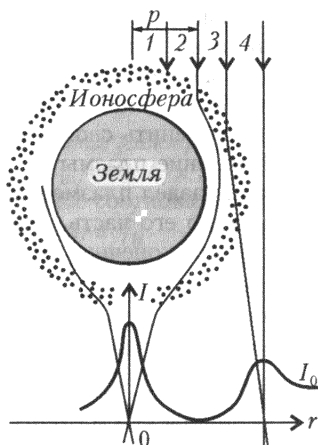


Рис.90. Глобальная ионосферная линза

радиусу Земли a . До тех пор пока ближайшая к Земле точка на траектории луча находится ниже уровня максимальной электронной концентрации N_m (луч 2), лучи преломляются внутрь, и ионосфера действует как собирающая линза. Если $p > p_{\max}$, луч проходит выше уровня N_m (луч 3), он отклоняется наружу – линза становится рассеивающей. При очень больших значениях p луч практически не преломляется (луч 4). Величина p_{\max} зависит от длины волны. Расчеты показывают, что при $\lambda \geq 7,5$ м $p_{\max} \approx a$ и все лучи отклоняются наружу. Поэтому рабочий диапазон глобальной ионосферной линзы – это метровые и более короткие волны, причем с укорочением длины волны уменьшается угол преломления и возрастает фокусное расстояние F . Согласно численным оценкам, при $\lambda \approx 6$ м $F \approx 40$ тыс. км, что соответствует орбите стационарного спутника. Расчет коэффициента усиления дает величину порядка нескольких десятков. Поэтому для реализации тех грандиозных проектов, о которых упоминалось в третьей главе, ионосферная линза так же не пригодна, как и тропосферная. Однако за счет линзового эффекта ионосферы в принципе может быть осуществлена, скажем, прямая радиосвязь между двумя космическими кораблями, находящимися в диаметрально противоположных направлениях относительно Земли.

Волны обыкновенные и необыкновенные. Свист в космосе.

Известно, что повсюду на поверхности Земли и вокруг нее имеется магнитное поле \vec{H}_0 . Мы совершенно не вспоминали о нем раньше, потому что оно слишком слабое, чтобы заметно повлиять на движение электрических зарядов в атомах и молекулах и изменить ϵ и σ среды. Иное дело – ионосфера. Здесь электроны и ионы свободны, и геомагнитное поле может очень сильно изменить свойства ионизированного газа.

Поведение плазмы во внешнем магнитном поле – это очень важный раздел плазменной физики. Мы затронем только очень небольшую его часть, относящуюся к распространению радиоволн. Наша конечная цель – получить формулы для коэффициента преломления с учетом влияния \vec{H}_0 . Схема расчета, по сути, повторяет ту, что была реализована ранее. Надо только учесть еще силу Лоренца, которая описывает действие магнитного поля на движущийся заряд. Она равна $\vec{F}_\chi = e\mu_0 [\vec{v}\vec{H}_0]$, а уравнение движения электрона теперь записывается так:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m} \vec{E} + \frac{e\mu_0}{m} [\vec{v}\vec{H}_0].$$

Его решение оказывается довольно громоздким, и мы не будем им заниматься. Влияние \vec{H}_0 на ток, возникающий в плазме под действием радиоволны, можно объяснить и не решая это уравнение. Взгляните еще раз на формулу для \vec{F}_\perp . В ней фигурирует векторное произведение $[\vec{v}\vec{H}_0]$. Если $\vec{v} \perp \vec{H}_0$, то $[\vec{v}\vec{H}_0]$ представляет собой вектор, равный по абсолютной величине vH_0 и направленный перпендикулярно векторам \vec{v} и \vec{H}_0 . Если $\vec{v} \parallel \vec{H}_0$, то $[\vec{v}\vec{H}_0] = 0$.

Рассмотрим движение свободно-го электрона, начальная скорость которого $\vec{v} \perp \vec{H}_0$. Поскольку сила Лоренца перпендикулярна \vec{v} , вызываемое ею ускорение заставит электрон двигаться по окружности (рис.91). Очень важно, что от исходного значения v зависит только радиус окружности, но не направление вращения и его угловая частота, которую будем обозначать ω_H . Величину ω_H легко рассчитать, если связать ускорение электрона, движущегося по окружности, с силой Лоренца: $\omega_H^2 R = \frac{e\mu_0}{m} v H_0$. Учитывая, что $v = \omega_H R$, находим

$$\omega_H = \frac{e\mu_0 H_0}{m}, \text{ или } f_H = \frac{\omega_H}{2\pi} = \frac{e\mu_0 H_0}{2\pi m}.$$

Это так называемая *гиромагнитная частота электронов*. Для оценки f_H в ионосфере можно взять $H_0 = 40$ А/м, что дает $f_H = 1,4$ МГц. Приведем еще одно полезное соотношение. Если измерять магнитную индукцию B в гауссах, а f_H — в килогерцах, то

$$f_H [\text{кГц}] = 2800 B [\text{Гс}].$$

Когда мы рассматривали плазму без учета магнитного поля, то убедились, что коллективные колебания электронов характеризуются собственной частотой ω_p . Учет магнитного поля приводит к появлению еще одной собственной частоты ω_H , которая тоже войдет в формулу для коэффициента преломления. Причем на частоте радиоволны $\omega = \omega_H$ следует ожидать

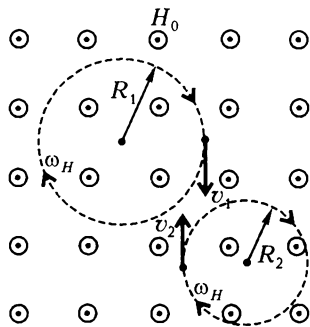


Рис.91. Электрон в магнитном поле движется по окружности

возникновения резонанса с изменениями $n(\omega)$, подобными тем, которые происходят вблизи $\omega = \omega_0$ (см. вторую главу). Так оно и есть, но, говоря о коэффициенте преломления магнитоактивной плазмы, необходимо указать кроме ω еще и ориентацию вектора \vec{k} относительно \vec{H}_0 . Это означает, что коэффициент преломления зависит от направления распространения радиоволны. Ранее мы с такой ситуацией не встречались. Оно и понятно, потому что среды характеризовались до сих пор только скалярными величинами ϵ и σ . Теперь же появилась векторная величина \vec{H}_0 , и свойства среды стали зависеть от направления относительно этого вектора. Такие среды называются *анизотропными* – в отличие от *изотропных*, в которых все направления равноправны.

Формулы для коэффициента преломления при произвольной ориентации \vec{k} оказываются очень громоздкими, и мы ограничимся рассмотрением лишь продольного распространения, когда $\vec{k} \parallel \vec{H}_0$. Направим ось x вдоль вектора \vec{k} . Тогда вектор \vec{E} поля радиоволны будет лежать в плоскости yz . В первой главе были рассмотрены разные виды поляризации, в данном случае главную роль сыграет круговая поляризация. Дело в том, что, для того чтобы попасть в резонанс с вращающимся по кругу электроном, вектор электрического поля \vec{E} тоже должен вращаться с той же частотой и в том же направлении. Но существуют два вида круговой поляризации, отличающиеся друг от друга разными направлениями вращения, что соответствует фазовому сдвигу δ между E_y и E_z , равному $\pm 90^\circ$. Соответственно появляются две формулы для коэффициента преломления:

$$n_1^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_H)}, \quad n_2^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_H)}.$$

Первая волна называется необыкновенной, а вторая – обыкновенной. Вы уже, наверное, догадались, что вектор \vec{E} вращается в том же направлении, что и электроны, только в необыкновенной волне. Конечно, бесконечное возрастание n_1^2 при $\omega \rightarrow \omega_H$ является следствием упрощенного рассмотрения без учета соударений электронов с другими частицами. Если учесть «сбой» во вращательном движении электронов за счет соударений, то и при $\omega = \omega_H$ n_1^2 будет иметь конечное значение. В обыкновенной волне никаких особенностей не возникает. Просто ее коэффици-

ент преломления несколько отличается по величине от значения, рассчитанного без учета магнитного поля.

Волны, поляризованные по кругу с коэффициентами преломления n_1 и n_2 , образуют совокупность так называемых *нормальных волн в магнитоактивной плазме* при $\vec{k} \parallel \vec{H}_0$. Термин «нормальные» волны в данном случае означает их ортогональность, или независимость, которую надо понимать следующим образом. Предположим, что антенна возбуждает только необыкновенную волну. Тогда в процессе распространения она такой и останется. То же самое относится и к обыкновенной волне. Если же используется антенна не с круговой поляризацией, то возбуждаемое ею поле надо разложить на две составляющие по нормальным волнам, которые пройдут трассу со своими фазовыми скоростями, а потом снова сложатся. При этом поляризация радиоволны в конце трассы, вообще говоря, может не совпасть с первоначальной. Покажем, как это происходит на примере линейно-поляризованной волны.

На рисунке 92,а показано, как линейно-поляризованная волна (вектор \vec{E} направлен вдоль оси z) может быть представ-

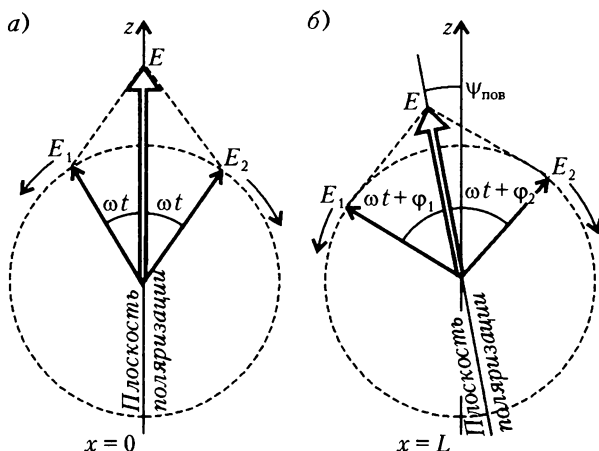


Рис.92. Поворот плоскости поляризации в магнитоактивной плазме (эффект Фарадея)

лена в виде суммы двух волн с круговой поляризацией и разными направлениями вращения. После прохождения расстояния L фаза необыкновенной волны изменится на

$$\phi_1 = k_1 L = \frac{\omega}{c} n_1 L, \text{ а обыкновенной — на } \phi_2 = k_2 L = \frac{\omega}{c} n_2 L$$

(рис.92,б). Теперь векторы \vec{E}_1 и \vec{E}_2 уже не будут расположены симметрично относительно оси z . Плоскость поляризации, в которой лежит результирующий вектор \vec{E} , повернется на некоторый угол

$$\psi_{\text{пов}} = \frac{1}{2}(\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{\omega L}{2c}(n_2 - n_1).$$

Вращение плоскости поляризации носит название *эффекта Фарадея*. Оно было открыто М.Фарадеем в 1845 году при изучении явления распространения света сквозь вещество вдоль постоянного магнитного поля. Этот опыт впервые доказал наличие прямой связи между оптическими и электромагнитными явлениями. Среды, в которых наблюдается эффект Фарадея, называются *гиротропными* (от греч. «круг» и «поворот»). К ним относится и магнитоактивная плазма.

Для достаточно высокочастотных сигналов, когда $\omega \gg \omega_p$ и $\omega \gg \omega_H$, формула для $\psi_{\text{пов}}$ упрощается:

$$\psi_{\text{пов}} = \frac{\omega_p^2 \omega_H L}{2\omega^2 c} = ANH_0 L,$$

где $A = \mu_0 e^2 / (2\epsilon_0 m^2 c \omega^2)$. Измеряя угол $\psi_{\text{пов}}$ на определенной частоте ω , можно получить данные об электронной концентрации N и магнитном поле H_0 на трассе распространения радиоволны. На этом основан один из возможных методов исследования ионосферы.

Интересной особенностью необыкновенной волны является возможность ее распространения вдоль вектора \vec{H}_0 на частотах, намного более низких, чем ω_p (напомним, что при $H_0 = 0$ радиоволны на частотах $\omega < \omega_p$ распространяться не могут). Действительно, при $\omega < \omega_H$ знак второго слагаемого в выражении для n_1^2 меняется, и n_1^2 становится не только положительным, но даже превышает 1. Следовательно, во всем диапазоне частот $0 < \omega < \omega_H$ радиоволны могут проходить сквозь плазму, причем их фазовая скорость $v_\phi = c/n_1 < c$. Если частота волны очень низкая ($\omega \ll \omega_H$), а плазма достаточно плотная ($\omega_p \gg \omega_H$), то формула для n_1^2 становится очень простой:

$$n_1^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega \omega_H}.$$

Эту волну называют *спиральной, или* геликоидальной (кратко – геликон), поскольку в процессе ее распространения конец вектора \vec{E} описывает спираль. Есть у нее и другие имена: свистовая

волна, просто «свист», или вистлер (от англ. «свистеть»), но такая терминология уже не имеет отношения к структуре поля, а связана со своеобразными природными явлениями, в которых участвуют спиральные волны. Мы имеем в виду так называемые *свистящие атмосферерики*.

Атмосферерики — это естественные электрические разряды в атмосфере, связанные в основном с молниями. С ними легко познакомиться, включив радиоприемник во время грозы: треск и шум в нем — это результат атмосферериков. Среди атмосферериков встречаются радиоимпульсы длительностью менее 1 с с быстро меняющейся частотой, лежащей в килогерцовом диапазоне. Поскольку речь идет о звуковых частотах, эти импульсы (после усиления в приемнике) воспринимаются на слух как своеобразный свист — отсюда их название. Как правило, регистрируются не отдельные сигналы, а серии импульсов, идущих друг за другом с интервалами, также измеряемыми секундами. На рисунке 93 показано, как возникают свистящие атмосферерики. Радиоволны, порожденные молнией в точке *A*, попадают в

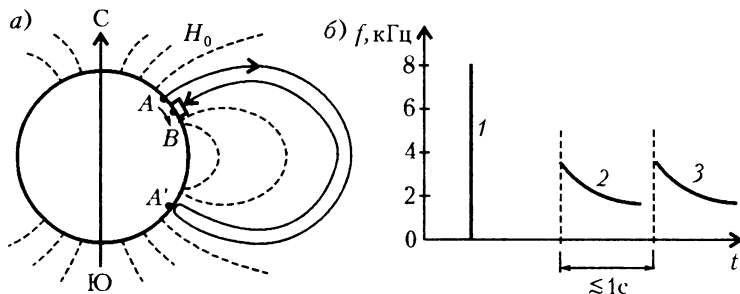


Рис. 93. Свистящие атмосферерики: а) пути распространения радиоволн; б) спектры прямого (1) и отраженных (2 и 3) сигналов

приемник *B* сначала по кратчайшему пути и регистрируются как сильный треск. Кроме того, радиоволна проходит вдоль геомагнитной силовой линии в другое полушарие, отражается там в точке *A'* (точки *A* и *A'* называют магнитосопреженными) и с некоторым запаздыванием возвращается назад к приемнику. Иногда наблюдается до 20 таких отражений.

На этом же рисунке показаны спектры свистов. Изменения частоты легко объяснить. Вычислив групповую скорость импульса, можно убедиться, что в данном случае она равна

$$v_{\text{гр}} = \frac{2c}{n_1} = 2c \frac{\sqrt{\omega\omega_H}}{\omega_p}.$$

Отсюда находим время запаздывания:

$$t_{\text{зап}} = \frac{L}{v_{\text{гр}}} = \frac{L\omega_p}{2c\sqrt{\omega\omega_H}}.$$

Оно зависит от частоты, или, что то же самое, различные частотные составляющие импульса попадают в приемник в разное время: чем ниже f , тем больше $t_{\text{зап}}$. Анализируя спектры свистящих атмосфериков, можно получить данные об электронной плотности N и магнитном поле H_0 на трассе. Но путь, по которому распространяется атмосферик, проходит вдоль линии геомагнитного поля, удаляясь от Земли на очень большие расстояния (несколько земных радиусов). Следовательно, возникает уникальная возможность определения параметров космической среды, не покидая лаборатории. Таким образом было открыто так называемое «колено» — резкое уменьшение электронной плотности на высоте 15–25 тыс. км. Здесь проходит граница сравнительно плотной плазмы ($N \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$), вращающейся вместе с Землей.

Определение N и H_0 с помощью свистящих атмосфериков вызывает не меньшее восхищение, чем успехи космической техники, позволившие производить измерения на колоссальных расстояниях от Земли. В каком-то смысле победа человеческого разума здесь еще более впечатляет: оказывается, можно без всяких ракет и спутников, без мощных радиопередатчиков получить много ценных сведений об окружающем Землю пространстве. Для этого надо только хорошенько подумать и сообразить, как воспользоваться радиопередатчиками-молниями, которые представляются в наше распоряжение самой природой совершенно бесплатно!

Радиоволны греют небо. Нелинейные эффекты в ионосфере. Во всех средах, которые мы до сих пор рассматривали, законы распространения радиоволн не зависели от их амплитуды. Это объясняется тем, что уравнения Максвелла, которые описывают электромагнитные процессы, являются линейными, т.е. переменные величины \vec{E} , \vec{H} , \vec{B} , \vec{D} входят в них в первой степени. Отсюда следует независимость свойств радиоволн от их амплитуды, поскольку уравнения не меняются при умножении каждой из перечисленных выше величин на постоянный множитель.

Для линейных систем справедлив так называемый *принцип суперпозиции*. Он означает, что если в среде могут распространяться волны $\vec{E}_1(r, t)$ и $\vec{E}_2(r, t)$, то может существовать и

суммарная волна $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. Независимость свойств волны от ее амплитуды является частным случаем применения принципа суперпозиции. В линейных системах волна данного типа не чувствует присутствия других волн: волны не влияют друг на друга. Линейность уравнений Максвелла очевидна, пока рассматриваются электромагнитные явления в вакууме. Если же речь идет о среде, характеризуемой параметрами ϵ и σ , то тут дело обстоит не так просто. До тех пор пока эти величины представляют собой константы, уравнения остаются линейными. Но может случиться, что радиоволна станет настолько мощной, что окажется способной изменить свойства среды. Тогда ϵ и σ будут зависеть от напряженности электрического поля, и линейность уравнений нарушится. Мы вскоре убедимся, что при этом возникают разнообразные *нелинейные эффекты*, но сначала надо ответить на вопрос: почему речь пошла о них только тогда, когда стали рассматриваться радиоволны в ионосфере?

Электрон в нейтральном атоме крепко связан с ядром. Внутреннее электрическое поле, которое обеспечивает эту связь, можно оценить по формуле $E_{\text{вн}} \sim e / (4\pi\epsilon_0 r_a^2)$, где $r_a \sim 10^{-10}$ м — характерные размеры атома. Таким образом, $E_{\text{вн}} \sim 10^{11}$ В/м. Для того чтобы электромагнитная волна могла поменять свойства среды, она должна иметь напряженность поля того же порядка. В настоящее время такие напряженности удается достичь в лучах очень мощных лазеров, но не в радиоволнах. Поэтому мы и не говорили о нелинейных эффектах, пока рассматривали неионизированные среды. Иное дело — ионосфера, здесь имеются свободные электроны, и повлиять на свойства среды внешним полем будет намного легче.

Прежде чем сделать соответствующие оценки, надо рассказать, как могут возникнуть нелинейные эффекты в ионосфере. Можно выделить два характерных типа нелинейности. Один из них связан со столкновениями электронов с тяжелыми частицами. В результате столкновений упорядоченное движение электронов в поле радиоволны постепенно становится хаотическим, и температура T_e электронного газа повышается. Изменения T_e влияют на ϵ и σ , которые становятся зависящими от напряженности поля. Этот тип нелинейности называют *нагревным*. Второй тип не связан со столкновениями, он реализуется по разным причинам. Так, если учесть силу Лоренца, действующую на электрон со стороны магнитного поля радиоволны (не путать с внешним магнитным полем!), то в уравнении движения появится

сила, пропорциональная vH . Но $v \sim E$ и $H \sim E$, поэтому дополнительная сила пропорциональна E^2 . Эту нелинейность называют *магнитной*. Вторая причина – неоднородность поля радиоволны, возникающая, например, за счет концентрации излучения антенной в сравнительно узкий пучок. Электрическое поле оказывает давление на электронный газ, стремясь вытолкнуть электроны из той области, где радиоволна имеет большую амплитуду. Из-за дополнительного давления плотность плазмы меняется, и ϵ становится зависящей от E . Такой нелинейный механизм называется *стрикционным*. В ионосфере основную роль играет нагретая нелинейность. Ею мы и займемся несколько подробнее.

Энергия хаотического (теплого) движения электронов, сосредоточенная в 1 см^3 , равна $W_T = \frac{3}{2}(Nk_B T_e)$ (здесь N , T_e – плотность и температура электронов, $k_B = 1,4 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана). При прохождении радиоволн сквозь плазму в ней выделяется мощность $P_1 = \sigma E^2$, которая нагревает электронный газ. Кроме того, T_e может меняться, если электроны сталкиваются с тяжелыми частицами массой M , которые имеют иную температуру T . Эту энергию, отнесенную к единице времени, можно записать в виде $\frac{3}{2}k_B N v \delta (T_e - T)$, где v – число соударений за 1 с, а $\delta \sim 2m/M \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ – коэффициент, учитывающий разницу в массах сталкивающихся частиц. Баланс тепловой энергии для электронов в плазме, через которую проходит радиоволна, выглядит так:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} N k_B T_e \right) = \sigma E^2 - \frac{3}{2} N k_B v \delta (T_e - T).$$

Последний член взят со знаком «-», потому, что при $T_e > T$ электроны при столкновении с тяжелыми частицами охлаждаются. С помощью этого уравнения можно определить, какой станет температура электронов в стационарном режиме в переменном электрическом поле $E = E_0 \cos \omega t$. Говоря о стационарном режиме, мы подразумеваем, что прошло достаточно много времени ($t \gg (\delta v)^{-1}$) с момента включения E и температура T_e установилась на каком-то постоянном уровне, т.е. $dT_e/dt = 0$. Если, как это обычно бывает, частота переменного поля достаточно велика ($\omega \gg \delta v$), то в уравнении теплового баланса надо взять среднее за много периодов значение $\bar{E} = E_0^2 \cos^2 \omega t = E_0^2/2$. После этого получим $T_e = T + \sigma E_0^2 / (3k_B N \delta v)$, а подставив сюда выражение

для σ , найдем искомую температуру:

$$T_e = T + \frac{e^2 E_0^2}{3k_B \delta m (\omega^2 + \nu^2)}.$$

Видно, что в поле радиоволны электроны нагреваются, так как добавка к T всегда положительна. Относительные изменения температуры можно представить в виде

$$\frac{T_e}{T} = 1 + \frac{E_0^2}{E_p^2},$$

где

$$E_p = \sqrt{\frac{3k_B \delta m T (\omega^2 + \nu^2)}{e^2}}$$

– так называемое плазменное поле. При $E_0 \sim E_p$ изменения T_e становятся заметными, поэтому E_p характеризует условия возникновения нелинейных эффектов в ионосфере. Для того чтобы почувствовать, о каких величинах здесь идет речь, положим $T \sim 10^3$ К, $\nu \sim 10^5$ с⁻¹ и $\omega \sim 10^6$ с⁻¹. При этом $E_p \sim 10$ мВ/м, что намного порядков меньше внутриатомного поля. Малое значение E_p показывает, что нелинейные эффекты, связанные с нагревом электронов, возникают при вполне достижимых мощностях радиопередатчиков.

Осталось объяснить, каким образом радиоволна «почувствует» изменения температуры электронов. Прежде всего от T_e зависят частоты соударений электронов с нейтральными молекулами ν_{en} и с ионами ν_{ei} . Причем зависят по-разному: частота соударений с нейтральными молекулами растет с температурой ($(\nu_{en}) \sim (T_e/T)^{1/2}$), а с ионами – падает ($(\nu_{ei}) \sim (T_e/T)^{-3/2}$). Но изменения ν влекут за собой изменения ϵ и σ . В конце концов от амплитуды радиосигнала зависят траектории лучей (нелинейная рефракция) и затухание радиоволны (нелинейное поглощение). Нелинейные эффекты проявляют себя по-разному на разных высотах. В нижних слоях ($z \lesssim 200$ км) основную роль играют соударения электронов с нейтрами. Здесь поглощение возрастает с увеличением амплитуды E_0 , и при очень большой мощности возникает насыщение: амплитуда волны внутри плазмы достигает некоторого уровня и перестает расти с увеличением амплитуды в начале слоя. Отсюда следует вывод, что мощность средневолнового передатчика имеет смысл повышать лишь до определенного предела, пока не очень сильно увеличится затухание.

В верхних слоях, где ионов больше, главную роль играют соударения с ионами. В результате затухание уменьшается с ростом амплитуды, возникает как бы просветление ионосферы для радиоволн большой мощности. Эти эффекты можно назвать *самовоздействием*, поскольку волна испытывает влияние тех изменений среды, которые она же сама и создает. С другой стороны, возмущения, вызываемые в плазме мощной радиоволной, сказываются и на других волнах, распространяющихся в возмущенной области. Так возникает нелинейное взаимодействие радиоволн, и сигнал, которым промодулирована мощная радиоволна, можно услышать совсем на других волнах. Это явление называют *кроссмодуляцией* (перекрестной модуляцией). Оно оказалось первым нелинейным эффектом, который был обнаружен еще в 1933 году во время работы мощной радиостанции в Люксембурге. Почти одновременно его наблюдали и в Горьком. Отсюда еще одно название: «Люксембург – Горьковский эффект». Кроссмодуляция имеет практическое значение для радиовещания в диапазоне средних волн ($\lambda = 100 - 1000 \text{ м}$).

Если через ионосферу проходит радиоволна, сконцентрированная с помощью антенны в узком конусе, то нагрев электронов происходит в ограниченной области пространства. Нагретый электронный газ расширяется, и электроны, выходя из нагретой области, увлекают за собой ионы. В результате в возмущенной области уменьшается плотность плазмы. Таким образом можно создать искусственную неоднородность, которая будет влиять заранее рассчитанным образом на другие радиоволны, например фокусировать их подобно линзе. Принцип действия искусственной ионосферной линзы показан на рисунке 94.

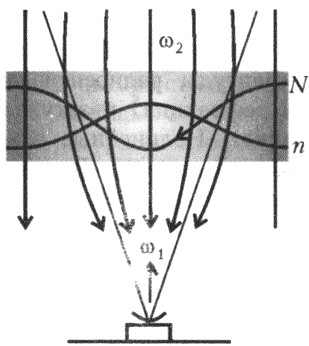


Рис. 94. Искусственная ионосферная линза

Мощный передатчик, работающий на частоте ω_1 , «греет небо» и создает область с пониженной электронной концентрацией N , в которой коэффициент преломления n ионосферы возрастает. Возмущенная область действует подобно линзе, превращая плоский фазовый фронт радиоволны на частоте ω_2 в сферический (в центре линзы фазовая скорость меньше, а по краям – больше). Всю систему можно рассчитать так, чтобы фокусное расстояние линзы было равно высоте

возмущенной области. Тогда преломленные лучи сойдутся на Земле, и интенсивность излучения на частоте ω_2 возрастает. Оценки показывают, что при частоте $\omega_1 \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ и мощности в луче $\sim 10^5 \text{ кВт}$ в области максимума может возникнуть заметная неоднородность, фокусирующая радиоволны на близкой частоте с усилением интенсивности приблизительно в 10^2 раз.

К сожалению, реализация этой заманчивой возможности наталкивается на весьма серьезные трудности. Дело в том, что в поле мощной радиоволны состояние плазмы становится неустойчивым. Здесь возникают разнообразные неоднородности – искусственная ионосферная турбулентность, или ИИТ. Мы уже говорили о том, что неоднородности ослабляют фокусирующие свойства линзы. Но ИИТ может сыграть и полезную роль в качестве ретранслятора радиосигналов.

В настоящее время на Земле работает несколько мощных радиопередатчиков, специально разработанных для воздействия на ионосферу. Обычно это передатчики непрерывного (или импульсного) излучения со средней мощностью, с учетом усиления антенны, порядка 10–400 МВт. При таких огромных мощностях может возникнуть дополнительная ионизация нейтральных атомов и молекул за счет ударов электронами, ускоренными в поле радиоволны. Тогда концентрация электронов в плазме лавинообразно возрастает – происходит электрический пробой. К счастью (наверное, можно сказать и так), одновременно увеличивается затухание, и интенсивность радиоволны быстро падает, что приводит к известной стабилизации: концентрация электронов растет не слишком сильно. Во всяком случае, необратимых изменений (пока что!) в ионосфере не произошло, но мощное электромагнитное излучение следует оценивать и с точки зрения вредного воздействия на окружающую среду.

Разные облики ионосферы. Свойства ионосферы столь сильно зависят от частоты радиоволны, что в разных диапазонах даже меняется терминология, относящаяся к ионосферному слою. Мы проследим, как это происходит, переходя от сверхвысоких частот – СВЧ – к более низким, вплоть до постоянного тока.

Для частот $f > f_{\text{кр}}$ ионосфера становится прозрачной, а при $f \gg f_{\text{кр}}$ почти не влияет на радиоволны. Правда, к этому «почти» надо относиться с осторожностью. Ведь в тропосфере отличия $\delta n_{\text{троп}}$ коэффициента преломления от 1 были порядка 10^{-4} , и тем не менее такая малая величина все же себя проявляла

весьма отчетливо. Так же обстоит дело и с ионосферой. При прохождении сквозь нее радиоволны испытывают рефракцию и рассеяние на флуктуациях электронной плотности, происходят дисперсионные искажения сигналов и вращение плоскости поляризации. Первые два эффекта наблюдаются и в тропосфере, поэтому мы можем условно определить предельно низкую частоту f , при которой $\delta n_{\text{ион}}$ окажется одного порядка с $\delta n_{\text{троп}}$. В этом случае ионосфера будет влиять на проходящую сквозь нее радиоволну примерно столь же сильно, как и тропосфера. При

$\omega \gg \omega_p \quad \delta n_{\text{ион}} \approx \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \leq \frac{f_{\text{кр}}^2}{2f^2}$. Положив $\delta n_{\text{ион}} \sim \delta n_{\text{троп}} \sim 10^{-4}$, найдем $f \gtrsim 10^2 f_{\text{кр}}$. Далее для оценки можно взять $f_{\text{кр}} \approx 10$ МГц, что дает $f \gtrsim 10^3$ МГц. Соответствующая длина волны $\lambda \lesssim 30$ см. Это означает, что волны дециметрового и сантиметрового диапазонов почти не испытывают влияния ионосферы. В то же время изменения фазового или группового запаздывания сигналов и поворота плоскости поляризации являются специфической особенностью ионосферы. Эти эффекты позволяют определять интегральную концентрацию электронов вдоль радиолуча. Сквозное радиопросвечивание ионосферы с целью определения ее параметров осуществляется как с помощью передатчиков на космических аппаратах, так и с помощью естественных космических источников.

В диапазоне коротких волн – КВ – ионосфера подобно зеркалу может полностью отразить падающую на нее радиоволну. Таким образом осуществляется дальняя радиосвязь в пределах всего земного шара. Взгляните на рисунок 95,а, на котором изображены радиолучи при разных углах падения ψ_0 (пока для простоты сферичность Земли не учитывается). Оче-

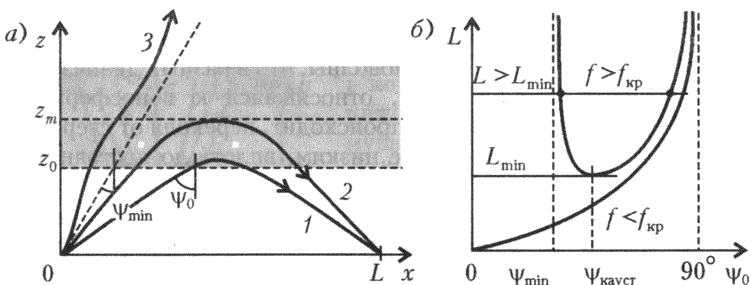


Рис.95. Траектории радиолучей (а) и зависимость дальности одного скачка от угла падения (б)

видно, что с ростом ψ_0 дальность скачка траектории L возрастает, а при $\psi_0 \rightarrow 90^\circ$ $L \rightarrow \infty$. Дистанционно-угловая зависимость $L(\psi_0)$ показана на рисунке 95,б. Если $f < f_{кр}$, радиоволны отражаются даже при нормальном падении ($\psi_0 = 0$), и в диапазоне углов $0 \leq \psi_0 \leq 90^\circ$ L меняется от 0 до ∞ . Совсем иначе обстоит дело при $f > f_{кр}$. В этом случае существует минимальный угол падения ψ_{min} . Если $\psi_0 < \psi_{min}$, волна проходит сквозь ионосферу и на Землю не возвращается. Поэтому на частоте выше критической кривая $L(\psi_0)$ не доходит до 0, а загибается вверх по мере приближения ψ_0 к ψ_{min} . Видно, что существует предельное расстояние L_{min} , ближе которого лучи не могут попасть на Землю ни при каких ψ_0 . Так возникает зона молчания, или мертвая зона — характерное явление для радиосвязи на КВ. Конечно, на близких расстояниях сигналы могут распространяться вдоль земной поверхности, вообще не доходя до ионосферы. Однако такие волны, если учесть сферичность Земли, быстро затухают за горизонтом, и дальность действия земной волны ограничивается несколькими десятками километров.

Обратимся еще раз к рисунку 95,б. При $L > L_{min}$ имеются две точки пересечения горизонтальной прямой с кривой $L(\psi_0)$. Это означает, что существуют два угла ψ_0 , при которых реализуется одна и та же дальность скачка траектории. Соответственно, радиоволна попадает в данную точку двумя путями: по нижнему лучу и по верхнему (который называют также лучом Педерсена). Для больших расстояний главную роль играет нижняя траектория, так как верхний луч, идущий вблизи максимума электронной концентрации, легко «сбивается» вверх или вниз неоднородностями среды. Если же L приближается к L_{min} , оба луча становятся равноправными, а на границе зоны молчания сливаются вместе. Расстояние L_{min} отделяет область «радиотени» ($L < L_{min}$) от «радиосвета» ($L > L_{min}$). Здесь проходит так называемая *каустика*, вблизи которой разыгрываются интересные явления, связанные с волновой природой электромагнитного поля. Амплитуда поля E_0 не обрывается резко до 0 при $L < L_{min}$, а экспоненциально затухает по мере углубления в радиотень. В освещенной же области наблюдается интерференция нижнего и верхнего лучей, которая приводит к осцилляциям амплитуды.

Переходя к особенностям ионосферного распространения КВ, связанным со сферичностью Земли, заметим, что угол

падения $\psi_0 = 90^\circ$ в этом случае никогда не реализуется, так как даже горизонтально выпущенный радиолуч попадает на ионосферу под углом $\psi_0 < 90^\circ$. Но реальные антенны всегда излучают под некоторым углом к горизонту, и это еще сильнее уменьшает ψ_0 . Практически максимальная дальность одного скачка при отражении от слоя F_2 составляет 4000 км, от F_1 — 3000 км, а от E — 2000 км. Распространение радиоволн на

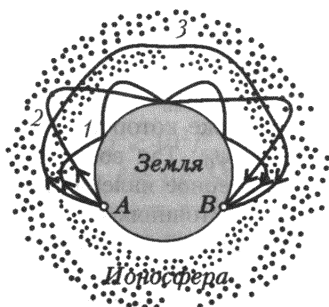


Рис.96. Многоскачковые траектории (1, 2) и луч внутри ионосферного канала (3)

большие расстояния происходит либо за счет многократных отражений между Землей и ионосферой, либо по траектории, проходящей внутри ионосферного слоя (рис.96). Ионосферный канал образуется за счет немонотонного распределения электронной концентрации по высоте («долин») между оболочками E и F_1 или F_1 и F_2 . Скользящие траектории, близко подходящие к максимуму ионизации, возникают и за счет сферичности Земли. Аналогичный эффект в акустике носит название «волн шепчущей галереи».

Важной особенностью ионосферного волновода является очень слабое затухание в нем радиоволны (частота соударения электронов с другими частицами здесь мала). Поэтому этот механизм распространения КВ может оказаться главным на сверхдальних трассах вплоть до кругосветных. Основные потери возникают при входе в волновод и при выходе из него. Если бы ионосфера была строго сферически симметричной, то круговая траектория никогда не опускалась бы на Землю. В реальных условиях захват и выход волны осуществляется вследствие рефракции на горизонтальных градиентах, рассеивания на неоднородностях и «просачивания» за счет дифракции.

С помощью КВ можно осуществить радиосвязь в пределах всего земного шара, но амплитуда принимаемого сигнала нередко сильно меняется. Наблюдаются так называемые *замирания*, или *фединги*. Они возникают по разным причинам. Прежде всего — это многолучевое распространение. Достаточно измениться длине траектории луча на несколько десятков метров, как фаза волны сильно изменится, и в результате интерференции вместо сложения полей произойдет их вычитание с ослаблением результирующей амплитуды. Еще одна причина замираний —

вращение плоскости поляризации. Если вектор \vec{E} параллелен приемной антенне, сигнал максимален, если перпендикулярен – падает до нуля. Для борьбы с замираниями осуществляют прием на разнесенные антенны.

Когда рассматривают распространение на дальние расстояния километровых и более длинных волн, т.е. сверхдлинных волн – СДВ, то обычно говорят о *волноводе Земля-ионосфера*. С волноводным распространением мы уже встречались неоднократно, но до сих пор это были очень широкие по сравнению с длиной волны волноводы. В таких условиях построение радиолучей было вполне законным. Однако не надо забывать, что дифракционные явления «размывают» радиолуч, и он приобретает конечные размеры в поперечном сечении. Ранее было показано, что «толщина» луча $r \sim \sqrt{\lambda L}$. Возьмем для определенности длину трассы $L \sim 1000$ км и рассчитаем r для двух волн, взяв одну из диапазона КВ, например $\lambda_1 = 25$ м, а другую – из диапазона СДВ, например $\lambda_2 = 10$ км. Соответственно получим $r_1 \approx 5$ км и $r_2 \approx 100$ км. Видно, что в диапазоне СДВ радиолучи становятся такими «толстыми», что уже не помещаются в промежутке между Землей и ионосферой. Это означает, что лучевые представления здесь неприменимы, и необходимо пользоваться волновой теорией.

Рассмотрим волны, распространяющиеся в плоском волноводе под углом к его оси (рис.97). Волновой вектор \vec{k} здесь имеет проекции $k_x = k \cos \psi$ и $k_z = k \sin \psi$. Его вертикальная составляющая характеризует волновой процесс с периодическими отражениями от нижней (Земля) и верхней (ионосфера) стенок. При этом электромагнитная энергия не выходит за пределы волновода, и между отражающими поверхностями устанавливается вдоль оси z так называемая *стоячая волна*. Эта волна действительно будет «стоячей», если после отражения от верхней стенки и возвращения назад ее фаза изменится на кратное 2π число, т.е. $2k_z z_0 = 2m\pi$ (m – целое число). Следовательно, поперечное волновое число в волноводе

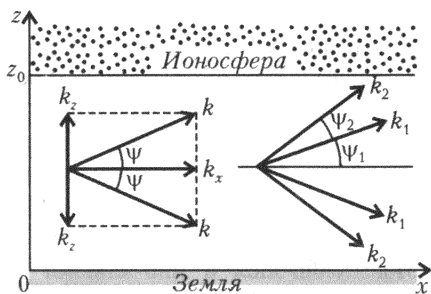


Рис.97. Волны в волноводе могут распространяться только под определенными углами

k_z может принимать только строго определенные значения:

$$k_z^{(m)} = \pm \frac{m\pi}{z_0}, \quad m = 1, 2, \dots, m_{\max}.$$

Мы поставили здесь двойной знак, чтобы показать, что в волноводе имеются волны с одним и тем же по модулю k_z , но бегущие как вверх, так и вниз. Их интерференция как раз и приводит к возникновению стоячей волны. Максимальное значение m_{\max} соответствует углу ψ , наиболее близкому к 90° , когда $k_z \approx k$, т.е. m_{\max} равно целой части от деления kz_0 на π . Дискретным значением $k_z^{(m)}$ соответствует набор углов $\psi^{(m)}$ и продольные волновые числа

$$k_x^{(m)} = \sqrt{k^2 - k_z^{(m)2}} = \sqrt{k^2 - \frac{m^2 \pi^2}{z_0^2}}.$$

Поэтому поле волны, распространяющейся вдоль волновода, можно представить в виде такой суммы:

$$E = \sum_{m=1}^{m_{\max}} E_m \sin(\omega t - k_x^{(m)} x).$$

Отдельные слагаемые этой суммы называются *нормальными волнами волновода*, или *волноводными модами*.

Если бы в стенках волновода не было потерь, то все моды распространялись бы без затухания. Однако в реальных условиях дело обстоит не так, поскольку ионосфера обладает конечной проводимостью, и амплитуда волны при отражении от верхней стенки несколько уменьшается. В результате возникает дополнительное затухание, которое возрастает с индексом m , так как с ростом m увеличиваются $\psi^{(m)}$ и глубина проникновения в ионосферу. Поэтому в процессе распространения происходит фильтрация мод. Чем длиннее радиотрасса, тем меньшее число мод «выживает» к ее концу. В дневных условиях, когда ионосфера опускается ниже и потери в ней возрастают, на расстояниях в тысячи километров достаточно учитывать только первую моду. В ночных условиях играют роль несколько первых мод (обычно 2–3 моды).

Каждая мода характеризуется своей фазовой скоростью вдоль волновода

$$v_{\Phi}^{(m)} = \frac{\omega}{k_x^{(m)}} = \frac{c}{\sqrt{1 - m^2 \pi^2 c^2 / (\omega^2 z_0^2)}},$$

которая всегда больше c , подобно тому как это было в плазме. Вообще, имеется полное совпадение дисперсионных свойств

плазмы и волновода. Так как волноводные моды распространяются с разными скоростями, разность фаз между ними по мере удаления от передатчика меняется. Это приводит к усилению и ослаблению результирующего поля вдоль дистанции за счет интерференции нескольких мод (рис. 98), с увеличением расстояния глубина осцилляций уменьшается, поскольку

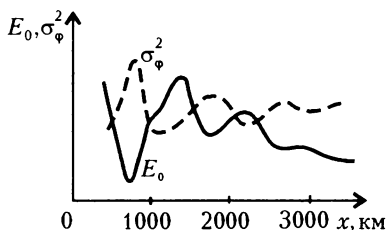


Рис. 98. Интерференционные осцилляции поля в диапазоне СДВ и дистанционная зависимость фазовых флуктуаций (штриховая линия)

сокращается число интерферирующих мод. На очень больших расстояниях поле монотонно убывает вследствие потерь в ионосфере и геометрической расходимости потока энергии. Учитывая сферичность Земли, легко сообразить, что последний фактор действует только до расстояний порядка 10000 км (половина дистанции от передатчика до антиподной точки). Далее геометрическая расходимость будет уменьшаться, а в окрестности антиподной точки произойдет некоторое увеличение напряженности поля. Если бы не было потерь, а Земля представляла собой идеальную сферу, то плотность потока энергии в антиподной точке была бы той же самой, что и у передатчика. В реальных же условиях антиподный эффект проявляется слабо.

Амплитуда и фаза радиосигнала в диапазоне СДВ регулярно меняются от дня к ночи за счет изменения высоты ионосферной стенки волновода, но кратковременная стабильность (в течение минут и даже часов) исключительно высокая в отличие от КВ. Эта стабильность СДВ позволяет использовать их в службе времени, для передачи эталонных частот и в радионавигационных системах. Тем не менее, амплитудные и фазовые флуктуации все же наблюдаются, и именно они в конечном счете ограничивают предельную точность радиотехнических устройств в диапазоне СДВ.

Немонотонная зависимость амплитуды поля от дистанции приводит к тому, что на некоторых расстояниях наблюдаются «флуктуационные вспышки». Природа этого явления та же самая, что и «флуктуационных вспышек» в тропосфере вблизи поверхности раздела: флуктуации возрастают в тех местах, где амплитуда регулярного поля уменьшается.

В сферическом волноводе стоячую волну можно возбудить не только в поперечном, но и в продольном направлении. Для этого

необходимо, чтобы радиоволна, обогнув Землю, возвратилась в исходную точку с изменением фазы на $2\pi s$ (s – целое число). Такой фазовый сдвиг возникает только на вполне определенных частотах $\omega_s = k_s c$, где k_s находится из сформулированного выше условия фазового сдвига: $2\pi a k_s \approx 2\pi s$ (мы пишем приближенное равенство, так как в сферическом волноводе возбуждаются не плоские волны, а поля более сложной конфигурации). Для частот $f_s = \omega_s / (2\pi)$ получается

$$f_s \approx \frac{c}{2\pi a} s \quad (s = 1, 2, 3, \dots).$$

(Несколько более точная формула была получена в 1952 году немецким физиком В.Шуманном, поэтому глобальные электромагнитные резонансы называют нередко шумановскими.) Так определяются *собственные*, или *резонансные*, частоты резонатора Земля–ионосфера. Самая низкая (основная) частота равна $f_1 \approx 7,5$ Гц, ей соответствует длина волны $\lambda_1 \approx 4000$ км. Колебания таких сверхнизких частот – СНЧ – охватывают весь земной шар, и термин «резонатор» является в данном случае более подходящим, чем «волновод», хотя имеется в виду тот же самый сферический промежуток Земля–ионосфера. Объем глобального резонатора колоссальный – порядка 10^{19} м³, и для возбуждения в нем колебаний требуется очень мощный источник. К счастью, природа не только создала резонатор, но и снабдила его постоянно действующим бесплатным источником огромной мощности. Речь идет о грозовых разрядах, которые излучают радиоволны в широком диапазоне частот, включая СНЧ. Может показаться, что грозы происходят не так уж часто, но в данном случае житейский опыт нас подводит. На земном шаре в каждый данный момент бушуют тысячи гроз, и каждую секунду вспыхивают в среднем около 100 молний. Они возбуждают в резонаторе электромагнитный шум, который легко обнаружить с помощью несложного приемного устройства, состоящего из антенны, усилителя (без детектора) и регистрирующего прибора – спектроанализатора. В спектре радишума отчетливо видны максимумы на собственных частотах, близких к рассчитанным выше (рис. 99). Глобаль-

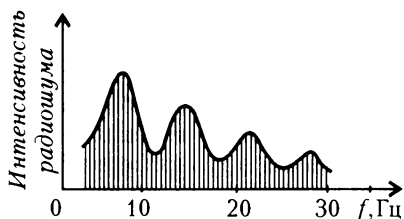


Рис.99. Спектр радишума в диапазоне СНЧ

ею шумановским резонансом называется колебание магнитного поля Земли с частотой $f_1 \approx 7,5$ Гц. Оно имеет амплитуду $H_1 \approx 10^{-10}$ Тл. Глобаль-

ные резонансы используются для изучения грозовой активности и свойств нижней ионосферы.

Грозы являются не только источниками радишумов, но и представляют собой гигантские генераторы постоянного напряжения, которые создают между Землей и ионосферой разность потенциалов 200–250 кВ. Грозы заряжают сферический конденсатор Земля–ионосфера, а за счет тока проводимости в воздухе он разряжается. Проводимость воздуха мала, и ток разряда составляет всего лишь порядка $2 \cdot 10^3$ А по всей Земле (плотность тока $\sim 4 \cdot 10^{-12}$ А/м²). Электрическое поле заряженного конденсатора сосредоточено в основном в слое толщиной несколько сот метров. Около поверхности Земли его напряженность составляет 100–200 В/м, а на высоте 10 км уменьшается в сотни раз. Эти значения относятся к так называемому «полю хорошей погоды». Во время грозы напряженность поля многократно возрастает.

Грозы – не единственный источник электромагнитных излучений в атмосфере. В последние десятилетия обнаружен целый ряд явлений, которые можно назвать *сейсмоэлектромагнитными*, т.е. связанными с сейсмической активностью. Некоторые из них, а именно свечение воздуха во время землетрясений, были известны еще с древних времен. К настоящему времени к ним добавились радиоизлучения сейсмической природы, возмущения атмосферного электрического поля и ионосферных параметров. Изменения в ионосфере регистрируются на спутниках Земли и обнаруживаются по их влиянию на СДВ сигналы, когда радиотрасса проходит над очагами землетрясений. Особое значение имеет тот факт, что перечисленные явления нередко предшествуют землетрясениям, что открывает возможности их использования для предупреждения о грядущей катастрофе.

Электрические поля возникают в земных недрах при сдвигах и изломах пород. Далее они передаются в атмосферу и ионосферу. Эта связь оказывается настолько сильной, что в настоящее время уже говорят о единой системе: литосфера – атмосфера – ионосфера. (Различают три основных слоя глубинного строения Земли: кора, мантия и ядро. Литосферой называют упругий жесткий наружный слой мантии.)

РАДИОВОЛНЫ В КОСМОСЕ

Мы познакомились с особенностями распространения радиоволн в нейтральных и ионизированных средах. Казалось бы, этим исчерпываются вообще все возможности, и ни с чем иным в космосе мы уже не встретимся. В общем, так оно и есть, но в ряде случаев становится существенным еще один фактор – гравитационные поля. В земных условиях влияние силы тяготения на радиоволны никак себя не проявляет, но на космических трассах с ними приходится считаться.

Что же касается вещества в космическом пространстве, то оно почти везде имеет такую малую плотность, что коэффициент преломления среды ничтожно мало отличался бы от вакуумного $n = 1$, если бы часть нейтральных атомов не была ионизирована. Поэтому, говоря о распространении радиоволн в космосе, надо иметь в виду волны в космической плазме. Ее характерной особенностью является исключительно широкий диапазон изменения параметров. Степень ионизации (отношение числа ионизированных атомов к нейтральным) меняется от 10^{-3} в атмосферах холодных звезд и холодных облаках межзвездного газа практически до 1, т.е. до полной ионизации, в солнечной короне и горячих туманностях. Электронная концентрация достигает значений $N \approx 10^{10} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в хромосферах звезд и падает до $N \approx 10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ в межгалактическом пространстве. Столь же сильно меняется и напряженность магнитного поля – она порядка 10^{14} А/м в окрестности нейтральных звезд – пульсаров и порядка 10^{-4} А м в межзвездной среде.

Знание особенностей распространения радиоволн в космосе имеет не только сугубо практическое значение для обеспечения связи на радиотрассах, которые уже в наше время достигают границ солнечной системы, но и чрезвычайно важно для *радиоастрономии*. Радиоастрономия зародилась в 30-х годах прошлого века и начала бурно развиваться с 50-х годов. Радиоволны сообщают радиоастрономам сведения о разнообразных космических объектах, но эти данные могут быть искажены за счет влияния той среды, сквозь которую проходит радиотрасса. Поэтому необходимо знать, каковы эти искажения и как можно

их снизить. С другой стороны, отпечаток среды на радиосигналах несет информацию о самой среде, что тоже представляет большой интерес. Таким образом, радиоволны превращаются в «инструмент», с помощью которого производят измерения в межзвездной среде, в солнечной короне и планетных атмосферах.

Пульсары – радиозонды межзвездной среды. Мы уже рассказывали, как можно определить многие параметры среды, просвечивая ее радиоволнами. Те же методы применимы и к межзвездному пространству, но где взять необходимые передатчики? К счастью, они существуют в виде удивительных космических источников – пульсаров.

В 1967 году группа ученых Кембриджского университета (Англия) начала наблюдения на новом высокочувствительном радиотелескопе на волне $\lambda = 3,7$ м. Вскоре были обнаружены необычные сигналы, сначала принимавшиеся за слабые случайные помехи. Однако сигналы повторялись вновь и вновь и исходили из одной и той же точки неба. Далее было обнаружено удивительное свойство источника – он пульсировал столь необычным образом, что сначала даже показалось, что наконец-то приняты сигналы внеземной цивилизации. Необычность сигналов заключалась в исключительно высокой стабильности периода повторения импульсов, такой высокой, которая ранее никогда не наблюдалась у естественных источников: период составлял немногим более 1 с, а его изменения не превышали 10^{-7} с. В дальнейшем были найдены еще три подобных источника, и стало ясно, что наблюдается необычное, но естественное явление. Пульсирующие источники получили название *пульсаров*.

Сразу же после их открытия было высказано предположение, что пульсары представляют собой быстровращающиеся нейтронные звезды, которые испускают радиоволны только в узком конусе углов. При вращении звезды сигнал регистрируется, если конус излучения попадает на Землю подобно лучу маяка (рис. 100). Период повторения импульсов совпадает с периодом вращения нейтральной звезды, чем и объясняется его высочайшая стабильность. Радиоизлучение пульсаров регистрируется в широком диапазоне частот, и это позволяет использовать дисперсию радиоволн для определения электронной плотности межзвездной среды. Мы знаем, что радиоимпульсы в плазме распространяются со скоростью $v_{гр} = cn(\omega) = c\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}$. В межзвездной среде $\omega_p \sim 10^4$ с⁻¹ и в диапазоне радиочастот, доступных для приема с поверхности Земли, всегда $\omega_p \ll \omega$. Это позволяет

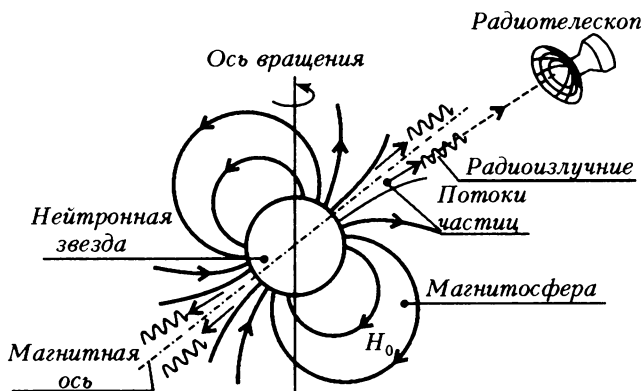


Рис.100. Схема излучения пульсара (модель «маяка»)

записать формулу для скорости $v_{\text{гр}}$ в упрощенном виде: $v_{\text{гр}} = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \right)$. Если пульсар находится на расстоянии L от Земли, то время прохождения импульса равно

$$t = \frac{L}{v_{\text{гр}}} = \frac{L}{c} \left(1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \right).$$

Отсюда следует, что, определив t , можно получить данные о расстоянии L и от электронной плотности, от которой зависит ω_p . Но узнать t нельзя, так как неизвестно, когда был выпущен импульс. Зато можно измерить $\Delta t_{1,2} = t_1 - t_2$ – разность времен запаздывания на разных частотах ω_1 и ω_2 . Эта величина равна

$$\Delta t_{1,2} = \frac{L\omega_p^2}{2c} \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right) = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 mc} \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right) NL.$$

Произведение NL носит название меры дисперсии и обозначается DM (Dispersion Measure). Если учесть, что N может меняться вдоль трассы, величину DM записывают в виде $\bar{N}L$, где \bar{N} – среднее по трассе значение N . Обычно L измеряют в парсеках (пк) ($1 \text{ ПК} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$), \bar{N} – в см^{-3} , а DM – в $\text{пк}/\text{см}^3$. Тогда после подстановки в $\Delta t_{1,2}$ всех численных значений можно записать следующую формулу:

$$\Delta t_{1,2} = 4,6 \left(\lambda_1^2 - \lambda_2^2 \right) \text{DM},$$

где $\Delta t_{1,2}$ выражено в мкс, а λ – в см. Таким образом, измерив время задержки импульсов на двух волнах, находят $\text{DM} = \bar{N}L$.

Определив независимым способом расстояние L , получают величину \bar{N} . В большинстве случаев она оказывается близкой к $0,03 \text{ см}^{-3}$, что и характеризует электронную плотность в межзвездной среде.

Несколько слов о том, как определяют расстояние до пульсаров. Хотя пульсары – сравнительно близкие объекты (в том смысле, что они находятся в нашей Галактике), прямые измерения расстояния по годичному параллаксу (угол, на который перемещается источник по небесной сфере в течение года) удается выполнить очень редко. В большинстве случаев этот угол слишком мал, и приходится оценивать L другим способом – по поглощению излучения в облаках нейтрального водорода межзвездной среды. Водород – наиболее распространенный элемент во Вселенной. На его долю приходится примерно 90% (по числу атомов) межзвездного газа. Холодный нейтральный водород обнаруживает себя по радиоизлучению на определенной частоте. Речь идет о знаменитой волне $\lambda = 21 \text{ см}$ ($f = 1420 \text{ МГц}$), благодаря которой удастся получить уникальные сведения о распределении нейтрального водорода в космическом пространстве. Интенсивность излучения содержит информацию о числе атомов на луче зрения, а изменения частоты за счет эффекта Доплера позволяет определить движение водорода относительно наблюдателя. Значение спектральной радиолнии $\lambda = 21 \text{ см}$ для науки столь велико, что, обсуждая возможные каналы радиосвязи с внеземными цивилизациями, называют прежде всего эту величину. Логика рассуждений здесь очень проста: любая высокоразвитая цивилизация должна быть знакома с водородной радиолнией и иметь необходимые высокочувствительные приемники. Поэтому целесообразно посылать и принимать поисковые сигналы именно на этой (или очень близкой) частоте. Если радиоволна от какого-либо далекого источника проходит сквозь межзвездный газ, то радиолния 21 см будет наблюдаться в спектре резонансного поглощения. Исследуя поглощение радиоизлучения пульсаров на частоте 1420 МГц (с учетом отклонений за счет эффекта Доплера), а также зная распределение водорода в Галактике, можно оценить расстояние до пульсара L и рассчитать \bar{N} .

Пульсары позволяют не только определить электронную плотность в межзвездной среде, но и измерить напряженность галактического магнитного поля. Для этого используется уже знакомый вам эффект Фарадея. В условиях межзвездной среды хорошо выполняются неравенства $\omega \gg \omega_p$ и $\omega \gg \omega_H$, где ω –

частота принимаемых на Земле сигналов. Поэтому угол поворота плоскости поляризации радиоволны находится по формуле, которую обычно записывают в такой форме:

$$\psi_{\text{пов}} = \lambda^2 \text{RM}.$$

Величина RM носит название меры вращения (Rotation Measure), ее измеряют в рад/м². После подстановки численных значений всех величин для RM получается следующее выражение $\text{RM} = 0,81 \bar{N} \bar{H}_0 L$ (\bar{N} измеряется в см⁻³, \bar{H}_0 – в мкЭ, L – в пк). В формуле фигурируют средние значения \bar{N} и \bar{H}_0 , причем под \bar{H}_0 надо понимать не полную напряженность магнитного поля, а его составляющую вдоль луча зрения.

Измерить непосредственно $\psi_{\text{пов}}$ нельзя, так как неизвестна исходная плоскость поляризации. Поэтому поступают так же, как и при определении DM: измеряют разность $\Delta\psi_{\text{пов}}$ на двух длинах волн λ_1 и λ_2 и далее находят RM. Мы уже знаем, как определяются \bar{N} и L . Следовательно, найдя RM, легко вычислить и \bar{H}_0 . Используя радиоизлучение пульсаров, находящихся в разных местах, изучают структуру магнитного поля Галактики. Оказалось, что средняя в Галактике величина \bar{H}_0 составляет $(2,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ А/м.

Затмения космических радиоисточников Солнцем. Метод радиопросвечивания, который оказался очень эффективным при изучении межзвездной среды, применим и для исследования солнечной короны. Здесь, однако, имеется ряд особенностей, о которых мы дальше расскажем

Межзвездная среда окружает нас со всех сторон, поэтому любой далекий источник пригоден для радиопросвечивания. Иначе обстоит дело с Солнцем. Его видимый диаметр невелик: он составляет всего 30'. Если бы речь шла о просвечивании околосолнечной среды в оптике, то для этой цели были бы пригодны только те звезды, которые видны в узкой полосе шириной примерно $\pm 15'$ в плоскости орбиты Земли (плоскости эклиптики).

Совсем иначе обстоит дело с источниками радиоизлучения. Из Солнца непрерывно вытекают потоки плазмы, создавая так называемый *солнечный ветер*. Плазма заполняет околосолнечное и межпланетное пространства. Область ее влияния охватывает огромные расстояния, значительно превосходящие радиус орбиты Земли. Чем больше длина волны, тем на больших расстояниях от Солнца заметно присутствие плазменной коро-

ны, которая состоит в основном из протонов и электронов. Электронная концентрация по мере удаления от Солнца спадает сначала очень быстро от $N \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ до $N \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ на расстоянии в несколько R_{\odot} (так обозначают радиус Солнца). Далее N убывает намного медленнее, обратно пропорционально квадрату расстояния, и на орбите Земли составляет приблизительно $5 - 10 \text{ см}^{-3}$.

На оптическое излучение межпланетная плазма практически не влияет, но в диапазоне радиоволн, особенно на метровых и более длинных волнах, это влияние становится весьма заметным. Оно проявляется в виде регулярной рефракции и рассеяния на случайных неоднородностях короны. Наблюдая затмения Солнцем радиоисточников, извлекают много полезных сведений о распределении электронной концентрации в межпланетной среде. Метод затменных наблюдений, или метод «радиопросвечивания», был предложен независимо советским астрономом В.В.Виткевичем и английским ученым А.Хьюишем. В качестве «передатчика» чаще всего используется один из наиболее мощных источников, а именно, ЗС 144 в Крабовидной туманности (название источника указывает, что он занесен под номером 144 в третий каталог Кембриджского университета). Затмения ЗС 144 происходят каждый год. Максимальная фаза приходится на 15 июня, когда Солнце проходит очень близко от Краба.

Первые наблюдения, проведенные в 1951–1953 годах в СССР и Англии, дали неожиданные результаты: было обнаружено существенное ослабление интенсивности излучения на таких больших расстояниях от Солнца, где поглощение в плазме заведомо отсутствует. Только в 1955 году удалось объяснить причину уменьшения интенсивности. Она заключается не в поглощении, а в том, что околосолнечная плазма имеет неоднородную структуру. Радиоволны рассеиваются на неоднородностях, что воспринимается как увеличение угловых размеров источника. Далее надо иметь в виду, что наблюдения проводились с помощью радиоинтерферометра, состоящего из далеко разнесенных друг от друга антенн. Такая система хорошо регистрирует только «точечные» источники, что позволяет подавить фоновые излучения Галактики и самого Солнца, которые являются в данном случае помехами. Если угловые размеры источника превышают ширину лепестковых диаграмм направленности интерферометра $\psi \sim \lambda/d$ (d – расстояние между антеннами), то отклик интерферометра уменьшается. Поэтому увеличение угловых размеров источника за счет рассеяния до величин

ны $\sigma_{\psi} \gtrsim \lambda/d$ приводит к кажущемуся ослаблению интенсивности, хотя на самом деле она не меняется. Так была обнаружена неоднородная структура солнечной короны на очень больших расстояниях от Солнца. Раньше эти области короны были недоступны для изучения.

Конечной целью затменных экспериментов является определение плотности частиц (электронов) N в корональной плазме. Ее можно представить в виде суммы двух компонентов: $N = \langle N \rangle + \delta N$. Первое слагаемое $\langle N \rangle$ представляет собой регулярную составляющую электронной плотности. Приблизительно можно считать, что величина N зависит только от расстояния r до Солнца и монотонно убывает с ростом r (сферически симметричная корона). Второе слагаемое δN – случайная составляющая. Она и характеризует неоднородную структуру короны. Именно с этой величиной связан угол рассеяния σ_{ψ} , который определяется по изменениям отклика интерферометра.

Регулярная составляющая $\langle N \rangle$ изучается другим способом, о котором мы сейчас расскажем. Забудем на время о наличии неоднородностей и об эффекте рассеяния. Как в этом случае будет влиять солнечная корона на распространение радиоволн? Плазменный шар с монотонно убывающей плотностью действует подобно рассеивающей линзе. (Напомним, что коэффициент

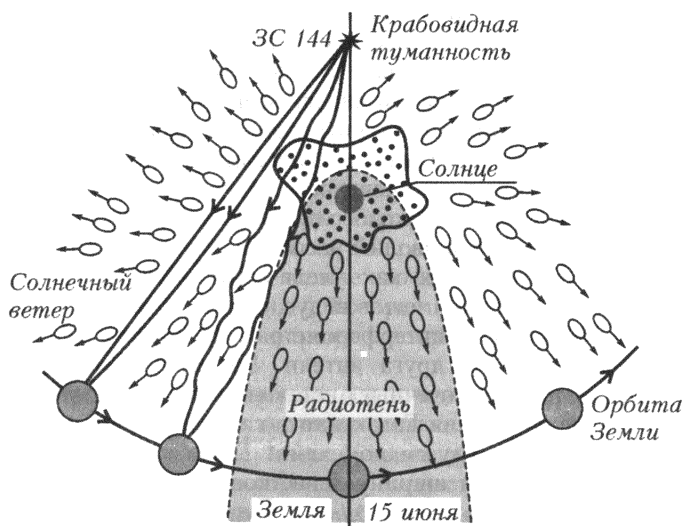


Рис.101. Затмение Крбовидной туманности (источник ЗС 144) солнечной короной

преломления плазмы $n < 1$.) Проходя сквозь корону, радиолучи отклоняются от Солнца. Так возникает «радиотень» (рис.101). При движении по орбите Земля пересекает границу тени, что сопровождается сравнительно резкими изменениями интенсивности с характерным временем порядка суток. Положение границы тени (каустическая поверхность) для данной длины волны зависит от закона распределения $\langle N(r) \rangle$. Поэтому, изучая изменения интенсивности во время затмения (в течение нескольких дней вблизи 15 июня), можно получить данные о регулярной составляющей электронной плотности в солнечной короне.

В наших рассуждениях мы отвлеклись для простоты от влияния неоднородностей δN . Они существенно усложняют исследование $\langle N \rangle$. Дело в том, что при измерениях с интерферометром спад интенсивности во время приближения Солнца к источнику связан одновременно с двумя факторами: переходом Земли в область тени и кажущимся увеличением углового диаметра источника за счет рассеяния. Тем не менее, эти эффекты можно разделить, используя различную зависимость их от длины волны. Мы не будем рассказывать подробно, как это делается, но укажем на главное: наблюдения должны проводиться одновременно на нескольких волнах, желательно наиболее длинных из тех, которые проходят сквозь ионосферу, так как для них рефракция и рассеяние в солнечной короне проявляются наиболее сильно. Такой эксперимент был успешно осуществлен в июне 1965 и 1966 годов на радиотелескопе Радиоастрономического института в Харькове. Затмение источника ЗС 144 наблюдалось одновременно на четырех волнах декаметрового диапазона ($\lambda = 7,9$; 9,7; 12 и 15 м). После обработки результатов удалось выбрать наиболее приемлемые модели распределения $\langle N \rangle$ и δN .

Метод радиопросвечивания с успехом был применен и для исследования планетных атмосфер. В этом случае используются высокостабильные узкополосные передатчики, установленные на космических аппаратах. Сами же аппараты могут пролетать вдали от планеты, либо находиться на орбитах ее спутников, либо даже вести передачу с самой поверхности планеты. Ясно, что все эти варианты расширяют возможности радиопросвечивания.

Метод радиомерцаний. Случайные неоднородности солнечной короны вызывают флуктуации проходящих сквозь нее радиоволн. Это, казалось бы очень неприятное, явление оказывается можно использовать для определения угловых размеров источника излучения. Речь идет о так называемом методе мерца-

ний, который используется в радиоастрономии с начала 60-х годов прошлого века. Мерцаниями называют быстрые изменения интенсивности источников. Они возникают из-за того, что неоднородности корональной плазмы все время движутся – вспомните про солнечный ветер. Но кроме солнечного ветра на луче зрения находятся межзвездное пространство и ионосфера Земли. Неоднородности этих сред также влияют на проходящие сквозь них радиоволны, вызывая аналогичные флуктуации интенсивности. В то же время размеры неоднородностей и скорости их перемещения в разных средах различны. Поэтому отличаются и характерные времена мерцаний. Самые быстрые флуктуации порождаются солнечным ветром – характерное время порядка 1 с, а для ионосферы и межзвездной среды это время возрастает приблизительно до 30 мин.

Рассеяние радиоволн на неоднородностях солнечной короны создает сложную дифракционную картину на уровне орбиты Земли: в некоторых местах амплитуда волны возрастает, а в некоторых – уменьшается. Наблюдатель, движущийся вместе с Землей, попадает то в максимум, то в минимум поля, что регистрируется как флуктуации сигнала во времени. Так обстоит дело, если источник точечный. Если же его угловые размеры достаточно велики, то флуктуации волн, идущих от разных участков излучающей области, происходят несогласованно, максимумы и минимумы перекрываются, и суммарная интенсивность почти не меняется. Итак, точечные источники мерцают, а протяженные – нет. Это явление хорошо известно в оптике. Напомним, что именно так отличают звезды от планет: мерцают только звезды, но не планеты, не говоря уже о Луне и Солнце. Таким образом, наблюдая мерцания (или их отсутствие), можно сделать заключение об угловых размерах источника. Следовательно, неоднородности солнечной короны, подобно радиотелескопу, обладают угловой разрешающей способностью, которую можно оценить. Характерный угол, разграничивающий точечные и протяженные источники, равен $\delta\psi \sim l/r$, где l – размер неоднородностей, а r – расстояние от них до Земли. В качестве r можно взять радиус земной орбиты, положив $r \approx 1,5 \cdot 10^8$ км. Что же касается l , то, вообще говоря, имеется целый спектр размеров неоднородностей. Какую же величину следует взять? Все зависит от чувствительности аппаратуры и ее способности регистрировать быстрые мерцания. Если необходимое для этого время равно T , то $l \sim Tv$, где v – скорость солнечного ветра. На уровне орбиты Земли $v \sim 10^2 - 10^3$ км/с, и при $T \sim 1$ с находим

$\delta\psi \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ рад $\approx 0,1 - 1''$. Если же аппаратура способна регистрировать мерцания с $T \sim 10^{-1}$ с, то угловая разрешающая способность достигает сотых долей угловой секунды.

Мерцания на неоднородностях ионосферной плазмы обеспечивают значительно худшую разрешающую способность (угловые минуты), а в межзвездной среде — наоборот, более высокую (до $10^{-6} - 10^{-7}$ угловых секунд). Методом мерцания были определены угловые размеры многих космических источников, но он, конечно, имеет ограниченные возможности. На волнах сантиметрового и тем более миллиметрового диапазонов этот метод перестает работать из-за прозрачности межпланетной плазмы.

Луна как антенна радиотелескопа. Первые радиоастрономические наблюдения преследовали достаточно скромную цель. Прежде всего надо было обнаружить источники космического радиоизлучения и определить их положение на небесной сфере. Иными словами, началось составление карт «радионеба», подобных звездным атласам, которые в свое время составили астрономы.

В отличие от своих предшественников, радиоастрономы не называли открытые ими источники именами богов и героев и не объединяли их в «радиосозвездия». Ведь они видели перед собой не сверкающую россыпь звезд, а лишь колонки цифр да кривые на лентах самописцев. Неудивительно, что наименования радиоисточников звучат весьма прозаически — они просто указывают, в каком каталоге и под каким номером имеется данный источник.

Принятые наименования источников не только созвучны нашему времени своей деловой сухостью, но в них кроется и слабость первых радиоастрономических наблюдений. Дело в том, что координаты радиоисточников определялись настолько грубо по сравнению с точностью, достигнутой в оптической астрономии, что отождествить оптические и радиообъекты было очень сложно. Причина здесь заключается в относительно малых размерах антенных устройств радиотелескопов (измеренных в длинах волн) по сравнению с оптическими инструментами.

Действительно, в идеальных условиях, т.е. при отсутствии рассеяния, погрешность в определении координат источника $\delta\psi$ определяется углом дифракционного размытия $\Psi_{\text{дифр}} \approx \lambda/a$, где λ — длина волны, a — размеры антенны (или диаметр объектива телескопа). В оптическом диапазоне $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см, $a \sim 10^2$ см, $\delta\psi \sim 5 \cdot 10^{-7}$ рад $\approx 0,1''$. Чтобы достичь той же точности в радиодиапазоне, даже в его коротковолновой части с длиной

волны $\lambda \sim 1$ см, требуются антенные системы с размерами $a \sim \lambda/\delta\psi \sim 2 \cdot 10^6$ см = 20 км.

Итак, первоначально составленные карты «радионеба» и звездные атласы некоторое время существовали сами по себе, и лишь в 50-х годах прошлого века началось отождествление радиоисточников и оптических объектов. Для решения поставленной задачи удалось воспользоваться Луной, которая послужила своеобразной антенной системой радиотелескопа. Этот способ, предложенный Г.Г. Гетманцевым и В.Л. Гинзбургом в 1950 году, пригоден, к сожалению, не для всех источников, а только для тех, которые покрываются Луной во время ее движения по небосводу. Но их не так уж мало, и с помощью Луны-антенны были сделаны очень интересные открытия. Об одном из них мы расскажем после того, как объясним, в чем заключается сам метод.

На рисунке 102 изображены точечный источник S , Луна и ее «радиотень» на Земле. Тень имеет форму круга, радиус которого r приблизительно равен радиусу Луны ($r = 1400$ км). Переход от

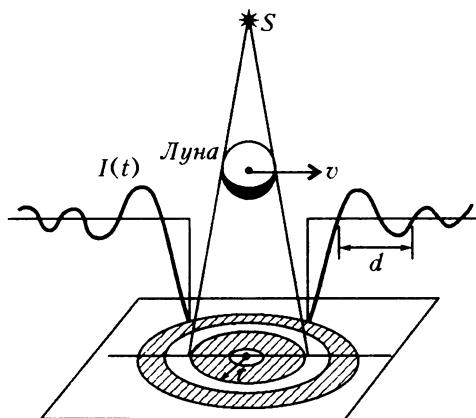


Рис.102. Затмение Луной точечного космического источника радиолучения

освещенной области к тени сопровождается дифракционными осцилляциями с периодом $d = \sqrt{\lambda L}$, где $L = 380000$ км – расстояние от Земли до Луны. В метровом диапазоне радиоволн период $d = 20 - 60$ км, скорость перемещения лунной тени на Земле около 1 км/с, поэтому вся дифракционная картина пробегает мимо наблюдателя за время порядка минуты, что вполне достаточно для ее регистрации. Положение Луны на небосводе хорошо известно. Благодаря этому удастся опреде-

лить координаты источника S с точностью до $1''$. Более того, изучая тонкую структуру дифракционных осцилляций, т.е. детальные изменения интенсивности во времени $I(t)$, можно сделать выводы о том, что представляет собой источник: чему равен его угловой диаметр и даже каково распределение его радиояркости (в частности, уверенно разрешаются двойные источники).

Так как заметные изменения интенсивности наблюдаются при смещении Луны по орбите на расстояние d , эффективная угловая разрешающая способность Луны-антенны определяется по формуле $\delta\psi_{\text{Л}} = \sqrt{\lambda L}/L = \sqrt{\lambda/L}$. Если бы мы постарались достичь той же точности с помощью наземных устройств, нам потребовалась бы антенна с размерами $a \sim \lambda/\delta\psi_{\text{Л}} \sim \sqrt{\lambda L}$. Для $\lambda = 10$ м $a \sim 60$ км. Нет необходимости пояснять, насколько трудно изготовить такую антенну. При достаточной чувствительности аппаратуры можно заметить изменения интенсивности и при смещении Луны на угол меньше чем $\sqrt{\lambda/L}$. Важно лишь, чтобы измерениям не мешали помехи. Иными словами, разрешающая способность определяется в конечном счете отношением сигнал/шум.

В описанном методе используется дифракция на краю лунного диска. В принципе существует еще одна возможность. Напомним, что в центре тени от шара возникает светлое пятно, окаймленное дифракционными кольцами. Угловые размеры центрального пятна $\psi_{\text{дифр}} \sim \lambda/r$, т.е. разрешающая способность здесь такая же, как у антенны радиусом $a = r = 1400$ км! Однако воспользоваться столь заманчивой возможностью очень трудно по двум причинам. Во-первых, неровности рельефа нарушают сферическую форму Луны и приводят к случайным искажениям дифракционной картины, которые практически учесть нельзя. Можно преодолеть эту трудность, если вести наблюдения на достаточно длинных волнах, при которых случайные набег фаз для лучей, огибающих лунные горы, будут малы (не более нескольких градусов). Оценка дает минимально допустимую длину волны порядка 100 м. Но этот диапазон недоступен для наблюдений с поверхности Земли из-за экранирующего действия ионосферы. Во-вторых, предлагаемым методом можно исследовать только те источники, которые перекрываются с центром лунного диска. Допустимые отклонения должны быть существенно меньше угловой ширины центрального пятна. Возможно, в будущем эти трудности удастся преодолеть, если установить радиотелескоп на космическом корабле. Выбрав необходимую траекторию полета (корабль должен пересечь линию,

проходящую от исследуемого источника через центр Луны), можно будет воспользоваться Луной как антенной на достаточно длинных волнах, причем не надо будет опасаться помех со стороны ионосферы.

Первые наблюдения с использованием Луны для уточнения координат и структуры радиоисточников начались с середины 50-х годов прошлого века. Сначала их возможности были очень ограниченными, так как наблюдения проводились на неподвижных антеннах. В этом случае требуется, чтобы удачно совпали моменты покрытия источника Луной и ее прохождения через неуправляемую диаграмму направленности антенны. Ситуация существенно изменилась, как только вошли в строй радиотелескопы со следящими антеннами, которые позволяют ориентировать диаграмму в любую точку неба. В Индии даже построен специальный радиотелескоп для совместной работы с Луной. Его антенна представляет собой вращающийся параболический цилиндр размерами 530×30 метров, расположенный на холме таким образом, что ось вращения антенны параллельна оси вращения Земли. Это дает возможность длительное время держать Луну в пределах диаграммы направленности, компенсируя суточное вращение Земли.

Отождествление радиоисточников с оптическими объектами привело к одному из самых удивительных астрономических открытий. Это произошло в начале 1963 года, когда группа австралийских ученых, работающих на 64-метровом радиотелескопе, воспользовалась Луной для уточнения координат источника ЗС 273. Оказалось, что этот источник – двойной. Его компоненты имеют угловые размеры менее $10''$, а расстояние между ними порядка $19,5''$. Их радиокоординаты были определены с точностью выше $1''$ и очень точно совпали с координатами оптического объекта, который также оказался двойным. Один из компонентов ЗС 273 (компонент «В») совпал со звездой, а второй (компонент «А») – со струевидной туманностью, которая, как предполагается, была выброшена из звезды. Очень малые угловые размеры радиоисточника оправдывают его название – квазизвездный источник, или сокращенно *квазар*. До этого открытия уже был известен один квазизвездный источник – ЗС 48. Удивительные свойства квазаров обнаружались только при изучении оптического спектра ЗС 273, с которым связан самый яркий по сравнению с другими квазарами оптический объект (звезда + 13-й величины).

Было установлено, что все линии в спектре квазара смещены в сторону более длинных волн – к красному концу спектра

Красное смещение спектральных линий было хорошо известно и до открытия квазаров, но у квазаров оно оказалось небывало большим. Смещение настолько деформировало спектры, что долгое время астрофизики даже не могли их опознать. Согласно современным представлениям, красное смещение возникает вследствие эффекта Доплера и указывает на то, что источник излучения движется, удаляясь от нас. Красное смещение дает возможность астрономам определять расстояния до внегалактических объектов, основываясь на законе Хаббла: чем дальше от нас находится наблюдаемый источник, тем быстрее он движется и тем больше смещение его спектральных линий. На сегодняшний день это практически единственная возможность определения таких огромных расстояний. Применение закона Хаббла к квазарам показало, что они относятся к числу наиболее удаленных (и самых древних) объектов из всех, которые доступны для наблюдения. Среди них есть рекордсмены, скорость удаления которых доходит до 93% от скорости света.

К настоящему времени открыто уже свыше 2000 квазаров. Их главная особенность, наряду с аномальным красным смещением, это огромная мощность радиоизлучения. Она превосходит во много раз излучение целых галактик (квазары называют также сверхзвездами), в то же время угловые размеры источника оказываются очень малыми. Собственно говоря, угловые размеры квазара пока что непосредственно не измерены, хотя теперь радиоастрономы могут пользоваться антенными системами, масштабы которых сравнимы с размерами всей Земли. Речь идет об интерферометрах со сверхдлинной базой. Они заслуживают того, чтобы рассказать о них более подробно.

Радиоинтерферометр в его простейшем варианте имеет две антенны, расположенные на некотором удалении друг от друга. Сигналы, принятые этими антеннами, сводятся в общую точку, где путем сравнения их фаз имеется возможность определить направление прихода волны и угловые размеры источника. Чем больше расстояние между антеннами d (оно называется базой интерферометра), тем выше его разрешающая способность. Не будем обсуждать здесь особенности диаграммы направленности интерферометра по сравнению с линзовыми или параболическими антеннами. Достаточно отметить, что формула для разрешающей способности у них та же самая: $\delta\psi = \lambda/d$. Интерферометры с базой в несколько метров начали использоваться в оптической астрономии для измерения диаметров звезд уже с начала 20-х годов прошлого века. В радиодиапазоне размеры базы могут быть значительно увеличены, так как радиосигналы от

плеч интерферометра намного легче передавать в общий пункт обработки. Если передача сигналов происходит по кабелю, длина базы измеряется несколькими километрами, а с помощью микроволновых радиорелейных линий расстояние между антеннами удалось довести более чем до 100 км и получить разрешающую способность свыше $1''$. Эта величина уже близка к разрешающей способности оптических телескопов, но все еще недостаточна для того, чтобы исследовать структуру квазаров. Для этого требуется разрешающая способность порядка $0,001''$. Но достичь такой разрешающей способности можно только с помощью интерферометров, у которых длина базы сравнима с размерами всего земного шара. Ясно, что ни кабели, ни радиорелейные линии здесь не помогут. Задачу удалось решить путем независимой записи сигналов на магнитную ленту с исключительно точной синхронизацией магнитографов по атомным часам. Затем записи перевозятся в пункт обработки, где они анализируются с помощью ЭВМ.

Первые измерения на таком интерферометре с базой, перекрывающей Канаду и США, были проведены в 1967 году на волнах 75, 50 и 18 см. Они подтвердили малые размеры (порядка $0,01''$) многих квазаров, но не всех. В 1968 и 1969 годах возникли первые межконтинентальные интерферометры, антенны которых располагались в США, Швеции и Австрии. На волне 6 см удалось достичь разрешения $0,001''$. Это почти на три порядка лучше, чем в оптической области, в которой квазары и ядра галактик выглядят как бесформенные светлые точки. Но даже при таких небывалых возможностях еще не удастся разрешить отдельные компоненты многих радиоисточников. Для этого требуется еще больше увеличить базу интерферометра. Самая большая база между Австралией и Калифорнией уже составляет 1050 км, т.е. более 0,8 диаметра Земли. Дальнейшее увеличение базы возможно, только если вынести приемные станции в космос – на Луну или даже на другие планеты.

Существует и иной путь повышения разрешающей способности: вместо увеличения базы перейти к меньшей длине волны. Радиотелескопы, работающие на достаточно коротких волнах, имелись в СССР и США. Они и были сопряжены в интерферометрическую систему, хотя при этом пришлось преодолеть очень серьезные трудности. Дополнительные осложнения возникли из-за того, что ранее советские и американские стандарты времени непосредственно не сопоставлялись. Чтобы произвести такое сопоставление, сначала синхронизировали часы в Пулково, куда «американское время» было доставлено из Швеции, а

потом атомные часы, отрегулированные в Пулково, улетели на самолете из Ленинграда в Крым, где расположен советский радиотелескоп. Наблюдения на советско-американском интерферометре начались в конце 1969 года. На одном конце межконтинентальной базы работала 42-метровая антенна Национальной радиоастрономической обсерватории в Грин-Бэнке (Западная Виргиния), на втором – 22-метровая антенна радиотелескопа в Симеизе (Крым). В конце 1971 года включился дополнительно еще один 64-метровый радиотелескоп НАСА в Голдстоуне (Калифорния). На базе Голдстоун – Симеиз при длине волны 3 см была получена разрешающая способность около $0,0003''$. Чтобы наглядно представить себе, что скрывается за этими цифрами, приведем такой пример: обладая оптическим инструментом с указанным разрешением, мы смогли бы читать этот тест, т.е. различать буквы размером около 1 мм, с расстояния примерно в тысячу километров!

Заканчивая небольшое отступление от распространения радиоволн в космосе, нельзя не упомянуть о тех трудностях, которые остаются даже после того, как все проблемы, связанные с созданием собственно интерферометра, удастся разрешить. Дело в том, что, когда ставится задача об определении угловых координат космических источников с погрешностью, не превышающей тысячной доли угловой секунды, сама Земля становится недостаточно стабильной основой для инструмента такого класса точности. Возникают дополнительные ошибки из-за неравномерности вращения Земли и изменения направления оси вращения (смещение полюсов), а также из-за того, что недостаточно точно известны расстояния между антеннами, установленными на разных континентах. Указанные ошибки взаимосвязаны, и их можно снизить только после длительных многократных наблюдений – подобно тому, как это делается в астрономических измерениях в оптическом диапазоне.

Радиолокационная астрономия. Астрономические объекты находятся от Земли так далеко, что требуются очень мощные передатчики и чувствительные приемники, чтобы можно было зарегистрировать радиосигнал, отраженный от какого-либо небесного тела. Ближе всего расположена Луна, и с нее началось развитие радиолокационной астрономии. Первые успешные опыты были осуществлены в 1946 году в Венгрии и США с помощью модернизированных армейских радиолокаторов метрового диапазона, но переход от Луны к планетам занял целых 15 лет. Это связано с тем, что расстояние до планет примерно в 10^3 раз больше, чем до Луны. Интенсивность радиоволны убывает на

пути от Земли до объекта локации пропорционально r^{-2} , обратно – так же, итого получается пропорционально r^{-4} . Следовательно, энергетический потенциал планетного радиолокатора должен быть примерно в 10^{12} раз больше, чем у лунного. Чтобы представить себе требуемую энергетику более наглядно, рассмотрим работу радиолокационной установки Центра дальней космической радиосвязи в Крыму при локации Венеры. Передатчик мощностью в несколько сотен кВт излучает сигнал на волне $\lambda = 39$ см с помощью параболической антенны диаметром $D = 70$ м. При таком отношении λ/D радиоизлучение концентрируется в конусе с углом порядка $25'$. Это очень высокая концентрация энергии, но угловой диаметр Венеры в период ее наибольшего сближения с Землей ($r \approx 40$ млн.км) составляет $63,8''$. Поэтому на планету попадает только около 250 Вт, а основная часть излученной мощности проходит мимо. Еще хуже обстоит дело с обратным сигналом, который возвращается примерно через 4,5 мин. На антенну попадает $\sim 7 \cdot 10^{-18}$ Вт, а к приемнику и того меньше, вследствие неизбежных потерь в антенном тракте.

Тем не менее, все трудности удалось преодолеть, и отраженные сигналы уверенно регистрируются не только от Венеры, но и от Марса, Меркурия, колец Сатурна и малых планет (Эрос, Икар), а также от Солнца и комет в период их сближения с Землей. Одним из важнейших результатов, полученных при радиолокации планет, явилось уточнение так называемой *астрономической единицы* – а.е., т.е. среднего расстояния от Земли до Солнца. Через а.е. естественным образом выражаются все расстояния в Солнечной системе, и знание ее точного значения чрезвычайно важно для космической межпланетной навигации.

Первым астрономом, который определил расстояние от Земли до Солнца с точностью до 10%, был Дж.Кассини (1625–1712). Это удалось сделать в 1672 году путем измерения угла между направлениями на Солнце из разных мест земного шара. Измерив этот угол и зная величину радиуса Земли, можно рассчитать значение 1 а.е. Заметим, что относительные расстояния планет до Солнца были установлены значительно раньше благодаря точным измерениям периодов обращения планет. Относительные радиусы планетных орбит, найденные Коперником (1473–1543), отличаются от современных значений не более чем на 0,1–1%, а период обращения Земли был определен Тихо Браге (1546–1601) с точностью до 1 с. И все эти важнейшие данные были получены до изобретения телескопа!

В дальнейшем величина а.е. все время уточнялась, но решающий прогресс был достигнут только после радиолокации Вене-

ры. По измерениям расстояния до Венеры в 1962–1975 годах было установлено, что $1 \text{ а.е.} = (149597867,9 \pm 0,9) \text{ км}$. Теперь взаимное положение планет рассчитывается с точностью 1–3 км, что примерно в 100 раз превышает точность прежних, долокационных расчетов.

Радиолокация Венеры позволила также решить задачу, которая не давала покоя астрономам в течение столетий. Трудно поверить, но самая близкая к Земле планета вращалась вокруг своей оси с неизвестной для астрономов скоростью. Измерить скорость ее вращения было невозможно из-за плотного слоя облаков, в которых никто и никогда не видел просвета. Но радиоволны проникают сквозь облачный покров и отражаются от поверхности Венеры. При этом, поскольку планета вращается, отдельные элементы ее поверхности движутся относительно наземного наблюдателя, что приводит к изменению частоты отраженного сигнала за счет эффекта Доплера. По частотным спектрам радиолокационных сигналов был установлен период вращения Венеры вокруг своей оси. Он оказался равным 243,01 земных суток. Ось вращения почти перпендикулярна плоскости орбиты (наклон $3,5^\circ$), а направление суточного вращения оказалось противоположным движению планеты вокруг Солнца.

Зная направление оси и скорость вращения планеты, можно рассчитать траекторию любого элемента поверхности относительно наземного наблюдателя. Используя одновременно селекцию отраженных сигналов по дальности (по времени запаздывания) и по доплеровскому смещению частоты, удастся получить настоящую радиокарту планеты. Рисунок 103 поясняет, как это

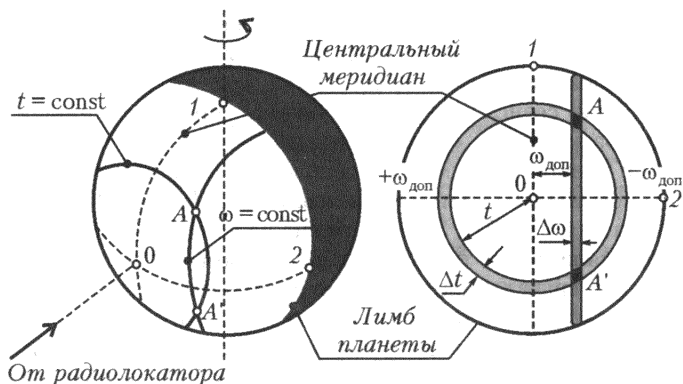


Рис.103. Картографирование поверхности планеты с одновременной селекцией отраженных сигналов по времени запаздывания и по частоте

делается. Быстрее всего возвращается к радиолокатору сигнал, отраженный от точки 0, которая находится в центре «освещенного» радиоволнами полушария. Сигналы от других участков приходят позже. Выделив с некоторой точностью Δt определенное время запаздывания t , получим на видимом фоне планеты кольцевую площадку, радиус которой возрастает с увеличением времени запаздывания. Теперь рассмотрим вопрос о частоте отраженного сигнала. Все точки на поверхности планеты, которые находятся правее центрального меридиана, удаляются от радиолокатора (при указанном на чертеже направлении вращения), а все, что слева, — приближаются. Чем дальше от оси вращения, тем больше линейная скорость и больше доплеровское смещение частоты. Поэтому данной частоте, выделенной с помощью узкополосного фильтра, соответствует на диске планеты узкая полоса, параллельная оси вращения. Точки пересечения кольца и полосы показывают, откуда отразился сигнал с данным временем запаздывания и данной частотой. К сожалению, тут возникает двусмысленность — точки A и A' на рисунке 103, и чтобы избавиться от нее, используют направленные свойства наземной антенны. Таким образом, например, удалось получить радиокарты Луны с разрешением в несколько километров на волне $\lambda = 70$ см и радиокарты Венеры с разрешением 10–20 км на волне $\lambda = 13$ см. Учитывая колоссальные расстояния до объектов радиолокации, это очень высокое разрешение, которое уступает только радиокартографированию с борта искусственного спутника планеты.

Познакомимся с некоторыми данными такого эксперимента на примере орбитальных радиолокационных установок на межпланетных станциях «Венера-15», и «Венера-16», работавших в 1983–1984 годах. При минимальной высоте полета 1000 км разрешающая способность составила 1–2 км. Каждые сутки проводился сеанс картографирования продолжительностью 16 мин. За это время «просматривалась» полоса шириной около 120 км и длиной 7500 км. Полученные данные фиксировались на магнитной пленке, а затем передавались на Землю. Линия связи работала на волне $\lambda = 5$ см. Антенна на космических аппаратах представляла собой параболоид диаметром 2,6 м, а на Земле принимали сигналы две крупнейшие антенны — диаметром 70 м в Центре дальней космической связи и диаметром 64 м в Медвежьих Озерах под Москвой. Ежедневно передавалось 100 Мбит со скоростью 100 кбит/с на любых расстояниях до Венеры вплоть до 260 млн км. Вероятность искажений, как правило, была ниже 0,0001. За 8 месяцев регулярной радиоло-

кационной съемки Венера сделала полный оборот вокруг своей оси, и под орбитой оказалась та же самая область, что была в начале картографирования. Площадь снятой территории составила 115 млн км², или 25% поверхности планеты.

В начале 60-х годов прошлого века удалось осуществить радиолокацию Солнца. Для этой цели пригоден сравнительно узкий диапазон частот от 15 до 40 МГц. Более высокие частоты проникают глубоко в солнечную корону, где и поглощаются, а более низкие не проходят через земную ионосферу. Волны указанного дециметрового диапазона отражаются от короны на расстояниях порядка $1,3 - 2R_{\odot}$, что дает возможность исследовать области, недоступные для оптической астрономии.

Радиоволны в поле тяготения. За 300 лет, прошедших со времен И.Ньютона (1643–1727), закон всемирного тяготения стал столь привычным, что утверждение «все тела притягиваются друг к другу» иногда приводят как пример тривиальной истины. Не столь известно, что в числе «тел», на которые действует сила тяжести, входят и частицы электромагнитных волн – фотоны. Поэтому радиолуч, проходя вблизи массивного небесного тела, искривляется. Расчеты показывают, что луч распространяется по гиперболе, а угол между ее асимптотами может служить мерой искривления луча (рис.104). Траекторию и угол преломления можно рассчитать на основе теории Ньютона, подобно тому, как рассчитывают орбиты комет, прилетающих к Солнцу из бесконечности, только вместо скорости кометы надо взять скорость света (масса летящего тела из окончательных формул выпадает, поэтому вопрос о массе фотона не возникает). Впервые такой расчет для световых лучей произвел немецкий астроном И.Зольднер в 1801 году. Он получил следующую формулу: $\psi_g^{(11)} = r_g/p$. Здесь индекс «Н» указывает на расчет по Ньютону, p – прицельный параметр, а r_g – так называемый *гравитационный радиус* притягивающего тела. Он пропорционален массе тела M и равен $r_g = 2GM/c^2$, где $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$ – гравитационная постоянная. Если подставить сюда массу Солнца $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, то получится следующее значение его гравитационного радиуса: $r_g = 2,96 \text{ км}$. Что же касается величины p , то она имеет наименьшее значение, равное радиусу Солнца $R_{\odot} = 7 \cdot 10^5 \text{ км}$. Отсюда следует, что

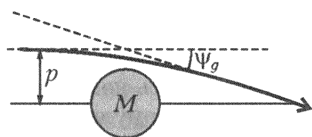


Рис.104. Искривление радиолуча в гравитационном поле массивного тела

рассчитывать орбиты комет, прилетающих к Солнцу из бесконечности, только вместо скорости кометы надо взять скорость света (масса летящего тела из окончательных формул выпадает, поэтому вопрос о массе фотона не возникает). Впервые такой расчет для световых лучей произвел немецкий астроном И.Зольднер в 1801 году. Он получил следующую формулу: $\psi_g^{(11)} = r_g/p$. Здесь индекс «Н» указывает на расчет по Ньютону, p – прицельный параметр, а r_g – так называемый *гравитационный радиус* притягивающего тела. Он пропорционален массе тела M и равен $r_g = 2GM/c^2$, где $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$ – гравитационная постоянная. Если подставить сюда массу Солнца $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, то получится следующее значение его гравитационного радиуса: $r_g = 2,96 \text{ км}$. Что же касается величины p , то она имеет наименьшее значение, равное радиусу Солнца $R_{\odot} = 7 \cdot 10^5 \text{ км}$. Отсюда следует, что

максимальный угол преломления луча в поле тяжести Солнца должен быть равен $\psi_{\text{гО}}^{(\text{Н})} = 4,22 \cdot 10^{-6}$ рад = $0,87''$. Немногим более чем через 10 лет после опубликования этих расчетов О.Френель (1788–1827) убедительно показал, что свет представляет собой волновой процесс. Возможно, поэтому работа Зольднера, в которой свет рассматривался как поток частиц, была надолго забыта, а преломление света в гравитационном поле вновь привлекло к себе внимание уже как эффект, предсказанный *общей теорией относительности* – ОТО, создателем которой является А.Эйнштейн (1879–1955). Более того, оказалось, что искривление светового луча вблизи края диска Солнца играет чрезвычайно важную роль. Этот эффект входит в экспериментальную основу ОТО наряду с красным смещением (изменение частоты колебаний в поле тяготения) и смещением перигелия Меркурия. Среди упомянутых трех эффектов преломление световых лучей является наиболее наглядным – только после того как оно было обнаружено, теория относительности привлекла к себе всеобщее внимание.

Первые расчеты, выполненные в 1911 году, привели Эйнштейна к старым (ньютоновским) результатам. Нет сомнения, Эйнштейн не знал о работе Зольднера 1801 года, так как, получив ту же формулу для ψ_g , он ничего не говорит о своем предшественнике. Но вопрос о приоритете мог иметь определенную остроту лишь в течение четырех лет, потому что в 1915 году появилась новая работа Эйнштейна, в которой была окончательно сформулирована ОТО и было установлено, что найденное ранее значение угла преломления является заниженным ровно в 2 раза. Причина расхождения заключается в том, что, согласно ОТО, поле тяготения вызывает искривление пространства-времени, что и приводит к дополнительному отклонению луча по сравнению с ньютоновским значением. Итак, из теории Эйнштейна следовало, что $\psi_g^{(3)} = 2r_g/p$, и для луча, проходящего непосредственно у края диска Солнца, получался результат $\psi_g^{(3)} = 8,44 \cdot 10^{-6}$ рад = $1,75''$. Таким образом, к 1915 году имелись два значения угла преломления: одно из них ($0,87''$), полученное ранее, соответствовало теории Ньютона, а второе ($1,75''$) вытекало из ОТО. Понятно, как важно было измерить эту величину – ведь от того, есть двойка или нет в формуле для ψ_g , зависел ответ на фундаментальный вопрос о реальности деформации пространства-времени в поле тяжести.

Для измерения ψ_g в оптике желательно наблюдать источники (звезды) вблизи самой границы светящегося диска Солнца,

где угол преломления имеет наибольшее значение. Это возможно только при полном солнечном затмении, когда яркий свет Солнца «выключается» и не мешает наблюдению близко расположенных звезд. Поскольку абсолютные измерения положения звезд не удастся выполнить с требуемой точностью, делают два снимка звездного неба: один во время затмения, а второй спустя примерно полгода, когда Солнце уходит далеко от сфотографированной ранее области неба. Наложив друг на друга оба снимка, определяют смещение звезд и рассчитывают угол преломления ψ_g .

Впервые такие наблюдения удалось выполнить английским астрономам А.Эддингтону и Ф.Дайсону во время затмения 29 мая 1919 года. Результаты подтвердили правильность формулы Эйнштейна, и именно после этих измерений теория относительности стала такой знаменитой. В дальнейшем подобного рода наблюдения неоднократно повторялись, и к концу 60-х годов прошлого века накопилось уже около 380 фотографий звезд во время полных солнечных затмений. Отличия от расчетного значения $\psi_g = 1,75''$ составляют в среднем около 20%, что и является, по-видимому, предельной точностью наземных оптических измерений.

Заметный скачок в повышении точности произошел в связи с развитием радиоастрономии и радиолокации. Первые измерения гравитационного отклонения радиоволн сантиметрового диапазона были выполнены в 1969 году и с тех пор неоднократно повторялись. Для этой цели нередко используется квазар 3С 279, который 8 октября каждого года проходит вблизи солнечного диска. Этот источник удобен еще и тем, что в 10° от него расположен другой квазар – 3С 273, лучи которого из-за большого углового расстояния от Солнца практически не искривляются. Измерения угла между указанными источниками во время приближения квазара 3С 279 к Солнцу дает возможность определить гравитационное искривление радиолуча.

Преимущество радионаблюдений по сравнению с оптическими заключается не только в том, что их можно выполнять регулярно, не дожидаясь солнечного затмения, но и в значительно большей точности. Используя для этих целей межконтинентальные интерферометры, удалось к началу 80-х годов прошлого века подтвердить данные ОТО с точностью примерно 0,5% от измеряемой величины $1,75''$.

Кроме преломления лучей света и радиоволн, существуют и другие эффекты, которые имеют ту же физическую природу (деформация пространства-времени в гравитационном поле), но

проявляются не в пространственных (угол преломления), а во временных (запаздывание сигналов, изменение частоты) характеристиках волновых процессов. Из формул ОТО следует, что влияние силы тяжести на электромагнитные волны можно учесть, рассматривая гравитационное поле вокруг массивного тела как некоторую среду с коэффициентом преломления $n_g(r) = 1 + r_g/r$. Здесь r – расстояние до центра притяжения (предполагается, что притягивающее тело обладает сферической симметрией), а сама формула справедлива в слабых гравитационных полях, когда $r_g/r \ll 1$. В этом смысле поле тяготения Солнца очень слабое, так как максимальное значение r_g/r на поверхности Солнца равно $4,2 \cdot 10^{-6}$. Еще меньше эта величина для Земли: $1,4 \cdot 10^{-9}$. Но замедление скорости распространения радиоволн в «гравитационном диэлектрике» можно измерить и непосредственно путем радиолокации объектов, расположенных ближе к Солнцу, чем Земля. При этом групповая скорость распространения импульсов $v_{гр}$ не отличается от фазовой $v_{ф} = c/n_g$, так как эквивалентный коэффициент преломления не зависит от частоты. Полное отсутствие дисперсии показывает, что природа изменения скорости распространения волны в гравитационном поле совсем иная по сравнению с настоящей средой. В последнем случае скорость c переходит в c/n за счет интерференции волн, переизлучаемых движущимися в среде зарядами. Если же волна распространяется вблизи притягивающего тела, то она «чувствует» его влияние потому, что в гравитационном поле меняются ход времени и пространственные масштабы, т.е. можно сказать, что приведенная выше формула зависимости $n_g(r)$ имеет «геометрическую» природу.

Отличие между замедлением волн в диэлектрике и в гравитационном поле можно наглядно пояснить с помощью следующего мысленного эксперимента. Представьте себе, что мы измеряем скорость распространения волны вблизи Солнца на очень *небольшой* (по сравнению с R_\odot) базе. Из одной точки в другую посылается сигнал. Далее с помощью «линейки» измеряется расстояние между точками, а по «часам» – время прохождения сигнала. Поделив длину базы L на время T , получим $L/T = c$ – в точности скорость света! Дело в том, что в гравитационном поле *одинаковым образом* меняются пространственно-временные масштабы как радиоволн (λ, ω), так и измерительных приборов (L, T), что и приводит к неизменности скорости света в опытах на малой базе, где можно считать $r = \text{const}$. Если же повторить тот же эксперимент в диэлектрике с коэффициентом преломления n , то получим $L/T = c/n$ независимо от длины базы, потому

что в диэлектрике пространственный масштаб волны (λ) меняется, а масштаб измерительного прибора (L) сохраняется.

Первые опыты по определению дополнительного запаздывания радиоволн были осуществлены в конце 60-х годов прошлого века путем локации Венеры и Меркурия. Результаты полностью подтвердили формулы ОТО. Ожидаемая допустимая относительная погрешность измерения должна быть порядка 10^{-7} . Для современных радиотехнических устройств эта точность легко достижима, но реализовать ее не очень просто вследствие неопределенности положения «точки» отражения сигнала от шероховатой планеты. Поэтому результирующая точность измерений при локации Венеры и Меркурия составляет примерно 5%. Эта причина погрешности исчезает, если воспользоваться активным ретранслятором, установленным на космическом аппарате. В экспериментах с орбитальным модулем американского космического аппарата «Викинг» на орбите Марса погрешность была снижена до 0,2%. Это, по-видимому, наивысшая точность, которую удалось достичь при проверке ОТО в гравитационном поле Солнца.

Изменение хода времени в поле тяжести можно обнаружить по изменению частоты радиосигнала, если передатчик и приемник находятся на разных расстояниях от центра притяжения. При распространении радиоволны в область с меньшей силой тяжести, например от Солнца к Земле, частота колебаний уменьшается. Этот эффект, который носит название *гравитационного красного смещения*, был предсказан также А.Эйнштейном в 1911 году при разработке ОТО. Относительные изменения частоты, которые заметит наземный наблюдатель, регистрируя сигнал, идущий из окрестности Солнца, будут того же порядка, что и отличия n_g от 1, поскольку они имеют одну и ту же физическую природу. Таким образом, $\delta f/f \sim r_g/R_\odot \sim 10^{-6}$. Это достаточно большая величина, и ее надо учитывать при осуществлении радиосвязи. Конечно, передатчик на поверхности Солнца – пример совершенно нереальный, но вполне заметное гравитационное красное смещение возникнет, когда космический аппарат подлетит, например, к Юпитеру и будет погружаться в его атмосферу.

Фокусировка радиоволн в гравитационных полях. В предыдущих главах мы рассказывали о фокусировке радиоволн в атмосфере Земли – параллельные лучи становятся сходящимися вследствие рефракции в тропосфере или ионосфере. Гравитационное поле действует подобным же образом, и пучок лучей, обтекающих массивное небесное тело со всех сторон, сходится на

некотором расстоянии от центра притяжения. Так возникает гравитационная фокусировка электромагнитных волн, или эффект *гравитационной линзы* – ГЛ.

На своеобразные оптические явления, которые должны наблюдаться в ГЛ, впервые обратили внимание английские астрономы О.Лодж (1919 г.) и А.Эддингтон (1920 г.). Однако соответствующие расчеты были выполнены значительно позже в работах А.Эйнштейна (1936 г.) и русского астронома Г.А.Тихова (1938 г.). В дальнейшем публикации на эту тему появлялись время от времени на страницах научных журналов, но с начала 80-х годов все изменилось: буквально хлынул поток работ, посвященных ГЛ. Дело в том, что в 1979 году произошло событие, ставшее настоящей сенсацией среди астрономов, – была обнаружена первая ГЛ! Это открытие стимулировало целенаправленные поиски других линз и разнообразные теоретические исследования. В работу включились самые современные оптические инструменты и радиотелескопы. Поиски увенчались успехом, и к настоящему времени уже открыто более 40 объектов, в которых наблюдается линзовый эффект сил тяготения.

Попробуем представить себе, как будет выглядеть точечный источник, если наблюдать его сквозь ГЛ (рис.105). Допустим сначала, что наблюдатель находится на оси x , которую мы

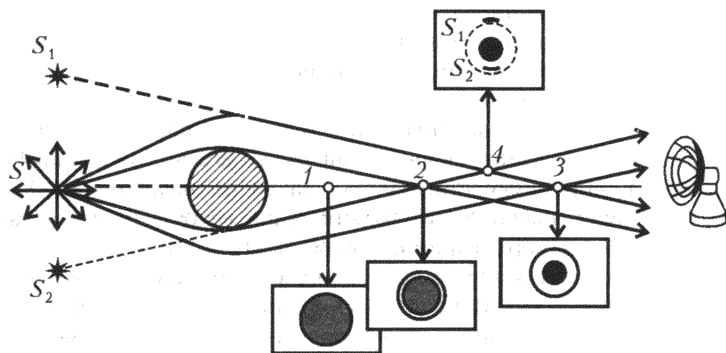


Рис.105. Радиои изображения источника, наблюдаемого сквозь гравитационную линзу, при разных положениях наблюдателя

провели от источника S через центр притяжения. На этой оси есть очень важная точка $x = X_{\min}$ (точка 2), где сходятся лучи, проходящие вблизи края притягивающего тела (в качестве ГЛ здесь рассматривается Солнце или звезда, сквозь которые радиоволны не проходят). Если $x < X_{\min}$ то источник не виден совсем

(точка 1). При $x \geq X_{\min}$ конус лучей создает изображение в виде кольца (точка 3). В точке X_{\min} начинается *фокальная ось*, где ГЛ создает наибольшую интенсивность фокусируемого излучения. Пусть теперь достаточно удаленный наблюдатель ($x > X_{\min}$) сместится от оси x (точка 4). Картина становится совсем иной. Симметрия лучей нарушается, светящееся кольцо разрывается на две дуги, которые по мере удаления от оси стягиваются в точки.

Именно таким образом и обнаружили первую ГЛ. Она проявила себя более чем скромно – в виде двух слабых звездочек в созвездии Большой Медведицы, почти сливающихся друг с другом (угловое расстояние $\sim 6''$). Их сфотографировали еще в 1950 году (невооруженным глазом они не видны), но оптические спектры удалось получить только весной 1979 году. Спектры совпали друг с другом с такой удивительной точностью, что было высказано предположение, впоследствии подтвердившееся, что на самом деле наблюдается двойное изображение одного и того же источника – квазара (своего рода «космический мираж»). Квазары начали изучать на всех обсерваториях, оснащенных самой современной техникой, но к осени оптические наблюдения пришлось отложить, так как в это время Солнце приближается к Большой Медведице и условия видимости ухудшаются. В это время в работу включились радиоастрономы, и были получены радиоизображения ГЛ на волне $\lambda = 6$ см с очень высокой разрешающей способностью. С тех пор продолжают регулярные наблюдения этого объекта как в оптическом, так и в радиодиапазонах.

Расскажем несколько подробнее об одном радиотелескопе, который, можно сказать, играет главную роль в поисках ГЛ. Он называется VLA (Very Large Array – очень большая антенна) и состоит из 27 параболоидов диаметром 25 м каждый. Антенны располагаются вдоль трех направлений в виде латинской буквы Y. Ее наибольший размер 21 км, что обеспечивает в сантиметровом диапазоне радиоволн разрешающую способность, конкурирующую с лучшими оптическими телескопами. На этом инструменте в период с 1981 по 1986 год было исследовано в поисках ГЛ примерно 4000 источников. Радиокарты отдельных участков неба имели разрешающую способность порядка $0,4''$. Сопоставляя радиоизображения с оптическими, были отобраны 4 кандидата в ГЛ, у которых несколько близких источников имели одинаковые спектры. Здесь следует отметить, что наряду с непрозрачными небесными телами (Солнце, звезды) роль ГЛ могут играть галактики, пропускающие сквозь себя радиоволны. Тогда в точке 4 на рисунке 105 будет наблюдаться не 2, а 3

(добавится сквозной луч) изображения, в случае же несимметричных линз число их еще больше возрастет. Среди уже обнаруженных ГЛ имеются такие, где видны 4 изображения и даже целые дуги – части кольцевых структур. Заключение о том, что действительно наблюдается эффект ГЛ, делается путем сравнения оптических спектров расщепленных изображений друг с другом. Надо иметь в виду, что получить хорошие спектры слабых источников, разделенных всего несколькими угловыми секундами, очень трудно. Но если это удастся и спектры оказываются идентичными, главное испытание – спектральный тест – кандидат в ГЛ выдержал. Тем не менее, этим проверка не кончается. Необходимо смоделировать всю наблюдаемую картину, т.е. найти более близкие объекты (галактики или скопление галактик), играющие роль линзы, и рассчитать положение и яркость создаваемых ими изображений. Совпадение расчетной и видимой картин – еще одно свидетельство в пользу гипотезы ГЛ. На такой анализ для одного кандидата может потребоваться во много раз больше времени, чем на осуществление полного обзора участка неба, из которого был взят кандидат.

Мы тоже проведем некоторые расчеты, относящиеся к самой простой сферически симметричной ГЛ с непрозрачным ядром. Попробуем оценить коэффициент усиления интенсивности излучения вблизи фокальной полуоси. Большого труда это не составит, так как можно воспользоваться результатами, полученными нами в третьей главе. Целесообразно немного изменить обозначения. Раньше лучи характеризовались высотой z над Землей (см. рис.66). Теперь же удобнее пользоваться прицельным параметром p (см. рис.104). Формула для коэффициента усиления в новых обозначениях переписывается так:

$$K = \frac{2p\Delta p}{\Delta r^2} = \frac{2p}{\Delta r dr/dp},$$

где r и p связаны друг с другом соотношением

$$r(p) = p - x\psi_q(p) = p - \frac{2xr_g}{p}.$$

Далее легко найти

$$\frac{dr}{dp} = 1 + \frac{2xr_g}{p^2}.$$

Определяя K при малых смещениях Δr от оси, можно брать значение производной dr/dp при $r = 0$. Положив $r(p) = 0$, найдем связь между p и x : $p^2 = 2r_g x$, которая дает $dr/dp|_{r=0} = 2$

Тогда

$$K = \frac{p}{\Delta r} = \frac{\sqrt{2r_g x}}{\Delta r}.$$

Обратите внимание: коэффициент усиления вблизи оси не убывает, а *возрастает* с удалением от ГЛ пропорционально \sqrt{x} и на самой оси, когда $\Delta r \rightarrow 0$, становится бесконечно большим.

С такого рода бесконечностью мы уже встречались и знаем, что на самом деле лучи не могут сойтись в одной точке, а за счет дифракции всегда существует их разброс в пределах угла $\Delta\Psi_{\text{дифр}} = \lambda/p$. Поэтому Δr никогда не обращается в ноль и не может стать меньше чем $\Delta r_{\min} \approx x\Delta\Psi_{\text{дифр}}$. С учетом дифракции формула для K приобретает вид

$$K|_{r=0} = \frac{p}{x\Delta\Psi_{\text{дифр}}} = \frac{2r_g}{\lambda}.$$

Это и есть коэффициент усиления на фокальной оси, которая начинается в точке

$$X_{\min} = \frac{p_{\min}^2}{2r_g} = \frac{R^2}{2r_g},$$

где R – радиус непрозрачного ядра ГЛ. Как видим, учет дифракции не только позволил избавиться от бесконечности на оси ГЛ, но и изменил дистанционную зависимость: коэффициент усиления вообще не зависит от расстояния. Последний результат связан с тем, что гравитационное поле не имеет границ.

Пользуясь выведенными формулами, сделаем несколько численных оценок для ГЛ, возникающей в поле тяготения Солнца. Напомним, что радиус Солнца $R_{\odot} = 7 \cdot 10^5$ км, а гравитационный радиус $r_g = 3$ км. Подстановка этих величин в формулу для X_{\min} дает $X_{\min} = 8,2 \cdot 10^{10}$ км. Начиная с этого расстояния, будет наблюдаться эффект ГЛ. Рассчитанная дистанция, конечно, очень велика по земным масштабам и пока недоступна для космических кораблей, но она все еще в сотни раз меньше расстояния до ближайшей к нам звезды ($\sim 10^{13}$ км). Поэтому в принципе любая из звезд может стать ГЛ, необходимо только, чтобы источник и линза оказались на одном луче зрения. Вероятность такого «выстраивания» в одну линию очень мала, и во всех открытых к настоящему времени ГЛ фокусировка происходит в гравитационных полях галактик, которые, в отличие от звезд, являются протяженными объектами.

Согласно нашим расчетам, коэффициент усиления ГЛ зависит от длины волны и может достигать очень большой величины.

Например, на волне $\lambda = 10$ см для Солнца находим $K \approx 6 \cdot 10^4$, а в оптике ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см) $K \approx 10^{10}$. Получаются действительно большие величины, но по опыту, полученному при анализе атмосферной линзы, мы знаем, что всегда находятся причины, увеличивающие разброс лучей и снижающие коэффициент усиления. В этом смысле ГЛ не является исключением. Кроме дифракционного разброса $\Delta\psi_{\text{дифр}}$, в реальных условиях действуют и другие факторы. К ним относятся конечные угловые размеры источника $\Delta\psi_S$ и рассеяние лучей на неоднородностях межзвездной плазмы $\Delta\psi_p$. Надо также учесть влияние гравитационных полей окружающих звезд, что можно характеризовать углом $\Delta\psi_g$. Очень важно, что углы $\Delta\psi_{\text{дифр}}$, $\Delta\psi_S$, $\Delta\psi_p$ и $\Delta\psi_g$ по-разному зависят от длины волны. Это накладывает ограничения на тот диапазон, в котором может наблюдаться эффект ГЛ. За счет дифракции K убывает с ростом длины волн пропорционально λ^{-1} и при $\lambda \approx r_g$ усиление прекращается, так как K приближается к 1. Величина $\Delta\psi_p$ растет с увеличением λ , что еще быстрее ограничивает усиление со стороны длинных волн. Коротковолновая же граница определяется углами $\Delta\psi_S$ и $\Delta\psi_g$, которые от длины волны не зависят. Как только наибольший из этих углов станет равен $\Delta\psi_{\text{дифр}}$, рост K с уменьшением λ прекратится.

Тем не менее, и в реальных условиях может наблюдаться значительное усиление интенсивности излучения далеких источников, если Земля окажется вблизи фокальной оси какой-либо ГЛ. Сразу же после открытия квазаров, самых мощных по излучению объектов Вселенной, было высказано предположение, что их огромная светимость есть результат гравитационной фокусировки более близкими галактикам. Эта гипотеза интересна еще и тем, что она появилась на свет задолго до открытия самих ГЛ. К сожалению, против нее имеются серьезные возражения с точки зрения астрофизики, но здесь мы этот вопрос обсуждать не будем. ГЛ могут сыграть роль гигантских «телескопов», работающих одинаково хорошо во всех диапазонах электромагнитных волн.

Не меньшее значение играет и обратная задача, когда по наблюдениям далеких источников судят о свойствах самих линз. В частности, здесь важнейшую роль играет вопрос о так называемой *скрытой массе*, которая сама не излучает ни света, ни радиоволн, но может быть обнаружена по своим гравитационным полям. Дело в том, что если средняя плотность вещества во Вселенной в нашу эпоху меньше или равна некоторому критичес-

кому значению $\rho_{\text{кр}} \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3$, то Вселенная должна расширяться неограниченно (открытая Вселенная). Если же $\rho > \rho_{\text{кр}}$, то фаза расширения сменится сжатием вплоть до нулевых размеров (закрытая Вселенная). Из астрономических наблюдений следует, что средняя плотность свежесоздавшегося вещества $\rho \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$, т.е. примерно в 30 раз меньше критической. Казалось бы, опыт говорит в пользу открытой Вселенной. Но что если невидимая скрытая масса доводит среднюю плотность до $\rho_{\text{кр}}$ или даже превышает ее? Эффект гравитационной фокусировки, возможно, поможет получить ответ на этот фундаментальный вопрос космологии.

Мы рассмотрели влияние на радиоволны только слабых гравитационных полей. Добавим несколько слов о том, что происходит в сильных полях тяготения, где величину r_g/r уже нельзя считать малой. Такая ситуация возникает вблизи черных дыр, существование которых предсказывается ОТО. Хотя черные дыры с полной достоверностью еще не обнаружены, но имеется обширнейшая литература, посвященная этим удивительным объектам. В частности, вопрос о распространении электромагнитных волн вблизи черной дыры тоже хорошо изучен. Искривление лучей становится здесь столь сильным, что возникают траектории, огибающие центр притяжения несколько раз. Конечная судьба таких «круговых» лучей зависит от их прицельного параметра. Если p превышает некоторое критическое значение $p_{\text{кр}}$, которое согласно расчетам равно $3\sqrt{3} r_g/2$, то луч в конце концов отражается от черной дыры и уходит в бесконечность. Если же $p < p_{\text{кр}}$, то луч захватывается полем тяготения и «падает» на притягивающий центр. Поэтому черная дыра, расположенная на фоне протяженного источника, представится наблюдателю в виде черного диска указанного выше радиуса. Вокруг этого темного пятна будет виден светящийся ореол, который создается лучами с $p \gtrsim p_{\text{кр}}$. Лучи с $p \gg p_{\text{кр}}$ распространяются повсюду в слабом поле, поэтому для них справедливо все, что говорилось выше о гравитационных линзах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На одной конференции радиоастрономов у входа в зал стоял столик, на котором лежал листок бумаги с надписью: «Подымите эту бумажку!» Тот, кто следовал указанному совету, мог прочитать второй текст: «Подняв этот листок, Вы затратили больше энергии, чем та, которая была принята от далеких космических источников всеми земными радиотелескопами за все время существования радиоастрономии!» Расчеты подтверждают, что так оно и есть, но даже столь малая порция энергии радиоволн донесла до ученых обширнейшую информацию. Можно сказать, что перед людьми открылся совершенно новый мир, настоящая радиовселенная.

Эту связь «малые величины – большие последствия» можно проследить (если быть внимательным к цифрам) и в нашей книге. Например, случайные отклонения коэффициента преломления воздуха от единицы измеряются всего лишь миллионными долями, но они вызывают рассеяние радиоволн и таким образом дают возможность осуществлять загоризонтную радиосвязь. В то же время во многих случаях влияние среды на радиоволны представляется столь слабым, что невольно возникает вопрос: а нужно ли вообще заниматься такими тонкостями?

Если бы эту книгу прочитал радиоинженер на заре развития радиосвязи, то скорее всего дал бы ей такую оценку: «Все, что здесь написано, может быть, и очень интересно, но большинство явлений нельзя наблюдать, так как не существует ни достаточно мощных передатчиков, ни высокочувствительных приемников». В наше время дело обстоит совсем иначе. Стабильность, чувствительность и другие параметры радиотехнических устройств достигли такого уровня, что во многих, если не в большинстве, случаев главным ограничением при передаче информации с помощью радиоволн является влияние среды, сквозь которую проходят волны. По мере совершенствования радиоаппаратуры становится необходимым изучать все более тонкие эффекты. Так возникает потребность в непрерывном развитии науки о распространении радиоволн, современные контуры которой обрисованы в этой книге.

ПРОГУЛКА ПО САНКТ-ПЕТЕРБУРГУ (ВМЕСТО ВВЕДЕНИЯ) 3

Глава 1

РАДИОВОЛНЫ В ПУСТОМ ПРОСТРАНСТВЕ 6

Предыстория радио (6). Что представляет собой радиоволна и как она отрывается от антенны? (13). Пространственная структура радиоволны (18). Радиоволны переносят энергию и импульс (22). Радиоволну можно направить в нужном направлении (29). Почему трудно сконцентрировать радиоизлучение в каком-нибудь одном направлении? (36). Почему звук удается излучать равномерно во все стороны, а радиоволну – нет? (39). Еще одна попытка сделать всенаправленную антенну (43). Передача сообщений с помощью радиоволн (47).

Глава 2

РАДИОВОЛНЫ НАД ЗЕМЛЕЙ И ПОД ЗЕМЛЕЙ 52

Скорость радиоволн в веществе может быть меньше или больше скорости света в вакууме (52). Правила пересечения границы (56). Проводимость среды вызывает затухание радиоволн (61). Радиоволны над плоской гладкой Землей (68). Круглая Земля и радиоволны (71). Неровная Земля (80). Радиоволны над морем (87). Движущийся радиолокатор работает точнее, чем неподвижный (92).

Глава 3

РАДИОВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ 96

Коэффициент преломления воздуха и его зависимость от высоты (96). Искривленный луч над круглой Землей (100). Распространение радиоволн за пределы горизонта (104). Можно ли использовать атмосферу Земли как гигантскую сферическую линзу? (107). Турбулентность и случайные неоднородности коэффициента преломления воздуха (112). Рассеяние радиоволн под большими углами (119). Радиометеорология. Радары, лидары, содары и расдары (124). Поглощение радиоволн в тропосфере (127).

Глава 4

РАДИОВОЛНЫ В ИОНОСФЕРЕ 130

Открытие ионосферы (130). Ионосферная плазма и ее влияние на распространение радиоволн (135). Радиоволны в ионосфере (139).

Радиоволны отражаются от ионосферы (145). Неоднородность ионосферы в планетарном масштабе (151) Волны обыкновенные и необыкновенные Свист в космосе (156) Радиоволны греют небо Нелинейные эффекты в ионосфере (162) Разные облики ионосферы (167)

Глава 5

РАДИОВОЛНЫ В КОСМОСЕ

176

Пульсары – радиозонды межзвездной среды (177) Затмения космических радиоисточников Солнцем (180). Метод радиомерцаний (183). Луна как антенна радиотелескопа (185). Радиолокационная астрономия (191). Радиоволны в поле тяготения (195). Фокусировка радиоволн в гравитационных полях (199).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

206

Павел Викторович Блюх

Радиоволны на земле и в космосе

Библиотечка «Квант». Выпуск 99

Приложение к журналу «Квант» №1/2007

Редактор *В.А.Тихомирова*

Обложка *А.Е.Пацхверия*

Макет и компьютерная верстка *Е.В.Морозова*

Компьютерная группа *Е.А.Митченко, Л.В.Калиничева*

ИБ № 84

Формат 84×108 1/32 Бум офсетная Гарнитура кудряшевская

Печать офсетная. Объем 6,5 печ л Тираж 3500 экз

Заказ №4306.

119296 Москва, Ленинский пр , 64-А, «Квант»

Тел.: (495)930-56-48, e-mail. admin@kvant.info

Отпечатано в ОАО Ордена Трудового Красного Знамени

«Чеховский полиграфический комбинат»

142300 г.Чехов Московской области

Тел./факс: (501)443-92-17,(272)6-25-36,

e-mail:marketing@chpk.ru

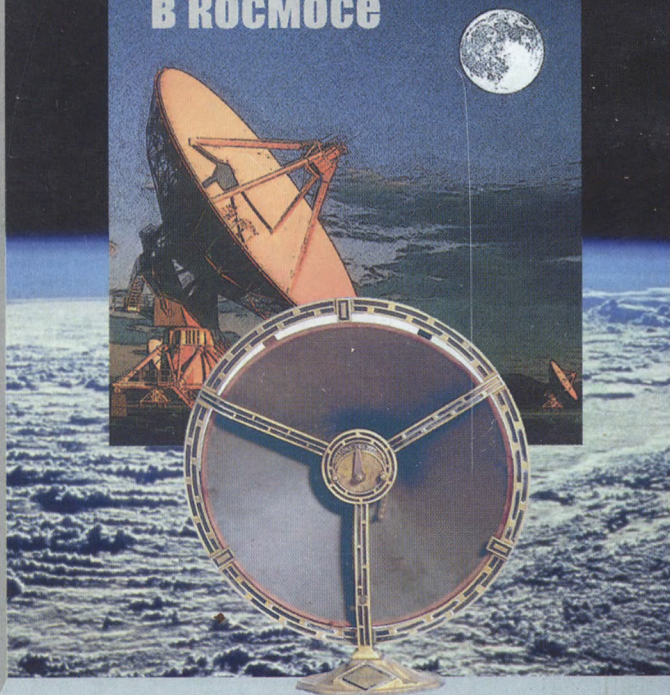
Индекс 70465

40=



Библиотечка КВАНТ

Радиоволны
на земле и
в космосе



ВЫПУСК

99