

В.В. Чукин

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ
МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ПРОСВЕЧИВАНИЯ



Санкт-Петербург

2004

УДК 551.5.1

Чукин В.В. Исследование атмосферы методом электромагнитного просвечивания. Монография. СПб, изд. РГГМУ, 2004 – 107 с.

ISBN 5-86813-127-4

Рецензенты: канд. Физ.-мат. наук, проф. Н.С. Коковин (Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского)

Рассматривается метод просвечивания атмосферы Земли излучением естественных источников электромагнитных волн, основной целью которого является дистанционное определение параметров состояния атмосферы (температура воздуха, атмосферное давление, скорость и направление ветра).

Приводится обзор существующих методов и новые результаты исследований в области разработки методов наземных исследований атмосферы.

Chukin V.V. A study of the Earth's atmosphere by the electromagnetic radioscopy method. A monograph. – St. Petersburg, RSHU Publishers, 2004. – 107 p.

A radioscopy method of examination of the Earth's atmosphere with the help of radiation from natural sources of electromagnetic waves is considered. The basic purpose of the method is determination of the parameters of the atmospheric conditions (air temperature, atmospheric pressure, wind velocity and direction).

A review of the existing methods is presented, as well as new outcomes of studies in the sphere of development of passive methods of atmospheric research.

ISBN 5-86813-127-4

© В.В. Чукин, 2004

© Российский государственный гидрометеорологический университет (РГГМУ), 2004



ПРЕДИСЛОВИЕ

Поиск новых методов дистанционного зондирования атмосферы Земли определяется современными требованиями к системам зондирования. К ним в первую очередь следует отнести: доступность, надежность, простоту и экономичность эксплуатации. Эти требования могут быть учтены путем:

- использования естественного электромагнитного излучения в качестве зондирующего (применение только приемной аппаратуры);
- регистрации излучения в диапазоне метровых и более длинных волн (значительно упрощается приемная аппаратура);
- использования микропроцессорной техники при записи и обработке данных измерений (полная автоматизация процесса и отсутствие расходных материалов).

Настоящая работа посвящена рассмотрению созданных к настоящему времени и только разрабатываемых методов дистанционного определения параметров атмосферы с поверхности Земли. В основе рассматриваемых методов лежит принцип пассивного зондирования, заключающийся в регистрации естественного электромагнитного излучения космических источников и анализе влияния атмосферы на распространение электромагнитных волн (в частности, рассеяния радиоволн на неоднородностях атмосферы). Эти методы имеют общее название – метод электромагнитного просвечивания атмосферы. Также рассматриваются основные параметры источников естественного электромагнитного излучения и методы обработки и анализа регистрируемых данных.

Автор выражает благодарность д-ру физ.-мат. наук Л. И. Дивинскому, по инициативе которого была начата работа над данной книгой, а также проф. А.Д. Кузнецову и доц. Ю.И. Медникову. Автор глубоко признателен рецензенту проф. Н. С. Коковину за ряд ценных советов и замечаний.

Книга может представлять интерес для специалистов в области дистанционного зондирования и физики атмосферы.

ВВЕДЕНИЕ

Метод просвечивания был впервые применен к атмосферам планет Солнечной системы и описан в работе [1]. Затем разработанная методика была применена при радиопросвечивании атмосферы Земли с целью восстановления вертикальных профилей температуры, влажности и давления [2, 3, 4]. Применение радиопросвечивания для определения скорости и направления ветра в ионосфере обсуждается в работе [5], где показано, что в результате рассеяния на неоднородностях показателя преломления, обусловленных флуктуациями электронной концентрации, формируется рассеянное радиоизлучение, несущее информацию о поле ветра в ионосфере. Исследования, выполненные при изучении дальнего тропосферного распространения радиоволн (ДТР) УКВ диапазона за счет рассеяния на неоднородностях показателя преломления в тропосфере, рассмотрены в работах Б. А. Введенского, О. И. Яковлева, Н. А. Арманда и В. Н. Троицкого [6, 1, 7, 8], а также [9]. Эти исследования показали возможность определения составляющей скорости ветра, перпендикулярной к направлению распространения волн, в предположении точечного источника излучения. Теоретические вопросы рассеяния на неоднородностях атмосферы и теория турбулентности изложены в работах А. Н. Колмогорова, А. М. Обухова, В. И. Татарского, А. С. Мониной, А. М. Яглома, М. П. Долуханова, Ф. Б. Черного, Л. Я. Казакова, А. Н. Ломакина, Ю. А. Кравцова [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16]. Однако специальных исследований, посвященных определению параметров атмосферных движений в тропосфере по наблюдениям рассеяния естественного электромагнитного излучения, в частности, фонового радиоизлучения Галактики, не производилось. Поэтому представляется целесообразным последовательное изложение обширного материала по данной тематике и смежным направлениям.

В данной работе рассмотрены следующие вопросы:

- влияние атмосферы на распространение электромагнитных волн (рефракция, рассеяние, поглощение);
- характеристики основных источников естественного электромагнитного излучения;

- аналитическая модель рассеяния на неоднородностях атмосферы в случае пространственно-разнесенного приема электромагнитного излучения от пространственно-распределенного источника;
- приведен анализ данных серии экспериментов по регистрации рассеянного радиоизлучения;
- представлен обзор смежных методов электромагнитного просвечивания атмосферы.

В первой главе рассматривается строение атмосферы Земли с точки зрения влияния на распространение электромагнитных волн. Подробно анализируется явление рассеяния волн на неоднородностях показателя преломления атмосферы и поглощение излучения на различных частотах.

Во второй главе приводятся сведения об источниках естественного электромагнитного излучения, которые могут быть использованы в качестве зондирующего излучения при электромагнитном просвечивании атмосферы.

Третья глава посвящена рассмотрению теоретических принципов дистанционного определения параметров атмосферы, основанных на регистрации электромагнитного излучения различных источников.

Глава 1.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Атмосфера Земли оказывает значительное влияние на свойства распространяющегося в ней электромагнитного излучения. Основной характеристикой атмосферы, как среды распространения, является показатель преломления электромагнитных волн. В процессе распространения электромагнитных волн происходит изменение их амплитуды, фазы, плоскости поляризации и частоты, а также их рассеяние на неоднородностях показателя преломления электромагнитных волн. По влиянию на электромагнитные волны выделяют нейтральную атмосферу (тропосфера и стратосфера) и ионосферу. Основные слои в атмосфере, классифицированные по газовому составу атмосферы, распределению температуры, распределению содержания озона, влиянию магнитного поля, концентрации заряженных частиц, представлены в табл. 1.1, составленной по данным работ [17, 18, 19]. Средние значения высот в разных источниках значительно разнятся, поэтому в таблице приведены некоторые средние значения. В ионосфере не существует резких границ между слоями, и приведенные высоты зависят от времени суток, сезона и носят ориентировочный характер. Магнитосфера, где влияние магнитного поля Земли на ионизированные компоненты атмосферы становится существенным, также не имеет резкой нижней границы [19]. Ниже рассматривается вертикальное распределение показателя преломления электромагнитных волн в ионосфере, стратосфере и тропосфере, а затем распределение неоднородностей показателя преломления атмосферы и причины их возникновения. Подробно анализируются явления рассеяния на неоднородностях показателя преломления и поглощения электромагнитных волн применительно к задаче электромагнитного просвечивания атмосферы Земли.

1.1. Пространственное распределение показателя преломления электромагнитных волн в атмосфере

Атомы и молекулы (совокупности атомов) состоят из положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов. Нейтральный атом или молекула представляет собой систему с суммарным зарядом, равным нулю.

Таблица 1.1

ОСНОВНЫЕ СЛОИ В АТМОСФЕРЕ

Слой атмосферы					Высота, км
по составу атмосферы	по распределению температуры с высотой	по содержанию озона	по влиянию магнитного поля	по концентрации заряженных частиц	
Гомосфера	Тропосфера	—	—	—	0 — 10
	Тропопауза	—			10 — 11
	Стратосфера	Озоносфера			11 — 50
	Стратопауза				50 — 55
	Мезосфера	—		Слой D	55 — 80
	Мезопауза			80 — 85	
Турбопауза	Термосфера	—	Слой E	85 — 105	
Гетеросфера				Магнитосфера	105 — 110
					110 — 150
					150 — 180
			Слой F1		180 — 250
			Слой F2		250 — 800
	Термопауза	—	—	800	
Экзосфера	Выше 800				

Поле, создаваемое атомом или молекулой, определяется модулем и ориентацией дипольного электрического момента

$$\mathbf{p} = \sum q_i \mathbf{r}_i = N_q q \mathbf{r}, \quad (1.1)$$

где $\mathbf{p}$ – дипольный момент молекулы, Кл·м;

r – рассеяние между заряженными частицами в молекуле, м;

N_q – число электронов и протонов;

q – электрический заряд частицы, Кл.

Суммирование ведется по всем электронам и ядрам (протонам).

Электроны в молекуле все время движутся, в результате чего момент все время изменяется. Обычно предполагают, что электроны находятся в неподвижных точках относительно ядер.

Молекулу можно считать эквивалентной диполю. Положительный заряд этого диполя равен суммарному заряду ядер и помещен в "центре тяжести" положительных зарядов, а отрицательный заряд этого диполя равен суммарному заряду электронов и помещается в "центре тяжести" отрицательных зарядов.

Центры тяжести положительных и отрицательных зарядов у симметричных молекул (N_2 , O_2 , H_2) в отсутствие внешнего электрического поля совпадают. Такие молекулы не обладают собственным дипольным моментом и называются *неполярными*.

У несимметричных молекул (H_2O , CO) центры тяжести зарядов разных знаков сдвинуты относительно друг друга. Такие молекулы обладают собственным дипольным моментом и называются *полярными*.

Под действием внешнего электрического поля заряды в *неполярной* молекуле смещаются относительно друг друга: положительные по направлению поля, отрицательные против поля. В результате молекула приобретает дипольный момент, модуль которого пропорционален напряженности поля. Неполярная молекула ведет себя во внешнем поле как упругий диполь.

Полярную молекулу внешнее электрическое поле стремится повернуть так, чтобы ее дипольный момент был ориентирован по направлению поля. На модуль дипольного момента внешнее поле практически не влияет. Полярная молекула ведет себя во внешнем поле как жесткий диполь.

Ориентирующему действию внешнего электрического поля противится тепловое движение молекул, стремящееся изменить дипольные моменты по всем направлениям. В результате устанавливается некоторая преимущественная ориентация дипольных моментов молекул в направлении поля. Поляризуемость полярных молекул обратно пропорциональна абсолютной температуре воздуха.

Дипольный момент молекулы определяется формулой

$$\mathbf{p} = \beta \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (1.2)$$

где β — поляризуемость молекулы, $м^3$;

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума,

равная $\frac{1}{36\pi} 10^{-9}$, $Ф/м$.

E — напряженность электрического поля, $В/м$.

Дипольный момент единичного объема воздуха ($1 м^3$) определяется формулой

$$\mathbf{P} = \sum_{\Delta V} \mathbf{p} = N\beta\epsilon_0 \mathbf{E} = \chi\epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (1.3)$$

где $\mathbf{P}$ — поляризованность объема воздуха, Кл/м²;
 N — концентрация молекул, м⁻³;
 χ — диэлектрическая восприимчивость воздуха, равная $N\beta$.

На заряженную частицу массой m и зарядом q действуют силы инерции, центробежная, электрическая и магнитная:

$$\mathbf{F}_и + \mathbf{F}_ц = \mathbf{F}_э + \mathbf{F}_м, \quad (1.4)$$

или иначе

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m(2\pi f_0) \mathbf{r} = q\mathbf{E} + q\mu_0 [\mathbf{V} \times \mathbf{H}], \quad (1.5)$$

где m — масса заряженной частицы, кг;
 $\mathbf{r}$ — радиус-вектор положения частицы в пространстве;
 t — время, с;
 f_0 — частота вращения частицы по орбите Гц;
 q — заряд частицы, Кл;
 μ_0 — магнитная проницаемость вакуума,
 равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м;
 $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, В/м;
 $\mathbf{V}$ — скорость движения частицы в пространстве, м/с;
 $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля, А/м.

Рассмотрим несколько частных случаев движения заряженной и нейтральной частицы.

1. Движение заряженных частиц в ионизированной электрически нейтральной среде при отсутствии внешних электрического и магнитного полей.

Смещение положительно и отрицательно заряженных частиц относительно положения равновесия под действием тех или иных сил равносильно поляризации пространства:

$$\mathbf{P} = Nq\mathbf{r}. \quad (1.6)$$

Смещение частиц вызывает электрическое поле

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{P}}{\varepsilon_0}, \quad (1.7)$$

которое стремится вернуть заряженные частицы к их невозмущенному положению.

В этом случае сила инерции частицы массой m равна электрической силе:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = q \mathbf{E}, \quad (1.8)$$

или

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -N \frac{q^2}{\varepsilon_0} \mathbf{r}. \quad (1.9)$$

Последнее уравнение движения частицы можно представить в виде

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \frac{Nq^2}{m\varepsilon_0} \mathbf{r} = 0. \quad (1.10)$$

Это уравнение движения осциллятора с резонансной частотой

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Nq^2}{m\varepsilon_0}}. \quad (1.11)$$

Эта частота собственных колебаний заряженных частиц называется плазменной частотой. Плазменная частота для положительно заряженных частиц может отличаться от плазменной частоты отрицательно заряженных частиц (из-за различия в массе частиц).

Применительно к ионосфере Земли, состоящей из нейтральных и заряженных частиц (электронов, положительных и отрицательных ионов), основное влияние на распространение электромагнитных волн оказывают свободные электроны, которые обладают наименьшей массой и, следовательно, инерцией. Плазменная частота колебаний свободного электрона в ионосфере равна

$$f_p = \sqrt{80,8 N_e}, \quad (1.12)$$

где N_e — электронная концентрация, м^{-3} .

2. Движение заряженных частиц в ионизированной электрически нейтральной среде во внешнем электрическом поле.

Если на свободную заряженную частицу действует плоская гармоническая волна с частотой f , то уравнение движения частицы будет определяться силой инерции и электрической силой:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = q\mathbf{E}. \quad (1.13)$$

Это уравнение имеет решение в виде

$$\mathbf{r}(t) = \frac{-q\mathbf{E}}{m(2\pi f)^2}. \quad (1.14)$$

При этом дипольный момент равен

$$\mathbf{p}(t) = q\mathbf{r}(t) = \frac{-q^2\mathbf{E}}{m(2\pi f)^2}. \quad (1.15)$$

Поляризуемость β в этом случае равна:

$$\beta = \frac{\mathbf{p}(t)}{\varepsilon_0 \mathbf{E}(t)} = \frac{-q^2}{\varepsilon_0 m(2\pi f)^2}. \quad (1.16)$$

Показатель преломления атмосферы равен

$$n = \sqrt{\varepsilon' \mu'} \approx \sqrt{\varepsilon'} = \sqrt{1 + N\beta}. \quad (1.17)$$

С учетом полученного значения поляризуемости показатель преломления имеет вид:

$$n = \sqrt{1 - \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m(2\pi f)^2}} \quad (1.18)$$

или с использованием плазменной частоты f_p (см. формулу (1.11)):

$$n = \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}. \quad (1.19)$$

В ионосфере показатель преломления электромагнитных волн определяется влиянием свободных электронов [1]:

$$n = \sqrt{1 - \frac{80,8 N_e}{f^2}}, \quad (1.20)$$

где n — показатель преломления электромагнитных волн в ионосфере;

f — частота, Гц.

Ионизированная среда влияет на распространение электромагнитных волн различной частоты не одинаковым образом. Существует критическая частота, ниже которой плазма не пропускает электромагнитные волны. Такой частотой является плазменная частота.

При распространении электромагнитных волн с частотой, много выше плазменной ($f \gg f_p$), показатель преломления мало отличается от единицы и условия распространения волн в плазме мало отличаются от условий распространения в вакууме.

Электромагнитные волны с частотой много меньше плазменной частоты ($f \ll f_p$) отражаются плазмой, и, следовательно, такие волны не будут распространяться в плазме.

Электромагнитные волны с частотой, равной плазменной частоте ($f = f_p$), поглощаются плазмой в результате явления резонанса. В этом случае показатель преломления равен нулю.

Таким образом, распределение показателя преломления в ионосфере $n(z)$ определяется полностью распределением электронной концентрации $N_e(z)$.

Свободные заряды в атмосфере появляются в результате процесса ионизации, т.е. отрыва одного или нескольких электронов с наружных оболочек молекул и атомов за счет энергии воздействия внешних источников энергии.

Фотоионизация атмосферных компонент возникает под действием рентгеновского и ультрафиолетового излучения Солнца. Это излучение состоит из многочисленных эмиссионных линий, возникающих в хромосфере и короне, а также из непрерывного спектра, излучаемого фотосферой Солнца.

Поглощение излучения в атмосфере сильно зависит от длины волны. Сильнее всего поглощается излучение в диапазоне длин

волн λ от 50,0 до 60,0 нм. В этот диапазон входят сильные линии излучения: He 58,4 нм, He 30,4 нм и O 63,0 нм. Излучение в этом диапазоне ответственно за образование слоя *F1*. Поглощение излучения в диапазоне длин волн от 10,0 до 79,6 нм в целом формирует слой *F*.

Излучение Солнца в диапазонах от 0,8 до 14,0 и от 79,6 до 102,7 нм обеспечивает ионизацию слоя *E*. В этот диапазон также входят линии излучения C 97,7 нм и H 102,6 нм.

Излучение в диапазонах длин волн от 0,1 до 0,8 и от 102,7 до 134,0 нм, включающих интенсивную линию излучения H 121,6 нм, является основным источником ионизации слоя *D*.

Под воздействием ультрафиолетового излучения в диапазоне от 175 до 200 и от 200 до 242 нм, а также в полосе 121,6 нм происходит диссоциация молекул кислорода с образованием слоя озона в стратосфере и мезосфере [21]. Озон сильно поглощает ультрафиолетовое излучение с длинами волн $\lambda < 290$ нм [22] и частично в диапазоне от 290 до 360 нм [19].

До поверхности Земли доходит излучение Солнца с длинами волн $\lambda > 290$ нм и частично ослабленное в диапазоне от 290 до 360 нм.

Другим процессом ионизации является *ударная ионизация* нейтральных атомов и молекул под действием космических лучей — заряженных частиц высоких энергий (протонов, электронов). Заряженные частицы легче всего проникают в атмосферу Земли в высоких геомагнитных широтах. Глубина проникновения таких частиц зависит от их энергии. Энергия частиц так велика, что скорость образования электронов становится существенной лишь на высотах ниже 70 км. Ионизация космическими лучами увеличивается при приближении к поверхности Земли, достигает максимума на высоте 12–15 км и затем быстро убывает с уменьшением высоты.

Ионизация космическими лучами производится как днем, так и ночью, но скорость образования электронов меняется с широтой.

Поток галактических космических лучей, достигающих Земли, во время максимума солнечного цикла меньше, чем во время минимума. Это объясняется возрастанием экранирующего влияния межпланетного магнитного поля.

Во время магнитных бурь происходит дополнительная ионизация слоев *D* и *E* под воздействием быстрых электронов и протонов,

что приводит к дополнительному увеличению поглощения электромагнитных волн.

Обратным процессом, в результате которого исчезают свободные заряды, является процесс *рекомбинации*. Рекомбинация происходит за счет хаотического теплового движения, в результате которого близко расположенные частицы с зарядами разных знаков соединяются под действием сил электростатического притяжения и превращаются в нейтральные молекулы или атомы.

Электронная концентрация определяется балансом процессов ионизации и рекомбинации. Распределение электронной концентрации с высотой $N_e(z)$ с одним максимумом $N_e^{\max}$ называется простым слоем (слоем Крюčkова–Чепмена). Ионосфера ниже $N_e^{\max}$ называется внутренней, выше – внешней.

Во внутренней ионосфере распределение характеризуется наличием нескольких максимумов ионизации, которые называются слоями. В ионосфере имеется четыре регулярных слоя: D , E , $F1$ и $F2$. Кроме регулярных слоев наблюдаются нерегулярные, спорадические слои (E_s). Состояние ионосферных слоев подвержено регулярным суточным и сезонным вариациям, связанным с изменениями солнечного излучения.

Слой D существует только в дневное время. После захода Солнца вследствие сравнительно большой плотности газа положительно и отрицательно заряженные частицы рекомбинируют и электронная концентрация на этих высотах падает практически до нуля.

Слой E существует круглые сутки, но в дневное время электронная концентрация значительно больше, чем в ночное.

Слой $F1$ наблюдается в средних широтах только в дневное летнее время, в остальные периоды он сливается со слоем $F2$, образуя единую область F .

Слой $F2$ существует всегда, но его параметры претерпевают значительные изменения.

Спорадический слой E_s имеет повышенную электронную концентрацию. Слой E_s характеризуется сложной структурой и ограниченными горизонтальными размерами, которые обычно не превышают нескольких сотен километров.

Для части ионосферы, расположенной ниже главного ионосферного максимума зависимость $N_e(z)$ трудно описать одной ап-

проксимирующей формулой. Приближенно можно полагать зависимость параболической [1]. В этом случае распределение показателя преломления с высотой описывается формулой:

$$n(z) = \sqrt{1 - \frac{80,8 N_e^{\max}}{f^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{z - z_{\max}}{z_0 - z_{\max}} \right)^2 \right]}, \quad (1.21)$$

где $n(z)$ — зависимость показателя преломления от высоты;
 $N_e^{\max}$ — максимальная электронная концентрация, м^{-3} ;
 z — высота, м ;
 $z_{\max}$ — высота, соответствующая максимальному значению электронной концентрации, м ;
 z_0 — высота нижней границы ионосферы, м ;

При такой аппроксимации показатель преломления на высотах $z < z_0$ равен единице, а при $z > z_0$ уменьшается с ростом высоты z . Данная формула не учитывает наличие спорадической области E_s .

Во внешней ионосфере имеет место сравнительно плавный и медленный спад электронной концентрации по высоте. Свободные электроны теряют часть своей энергии при столкновении с ионами и нейтральными молекулами. Столкновения определяют энергетические соотношения в ионосфере и, в частности, обуславливают преобразование энергии электромагнитного поля в тепловую энергию. Суммарное число столкновений электронов с различными ионами и молекулами оценивается эффективным числом соударений в единицу времени $\nu_{\text{эф}}$. Значение $\nu_{\text{эф}}$ зависит в основном от расстояния между частицами и скорости их движения. С увеличением высоты над земной поверхностью $\nu_{\text{эф}}$ уменьшается.

Распределение $N_e(z)$ во внешней ионосфере может быть описано экспоненциальной зависимостью [1]. Тогда распределение $n(z)$ определяется выражением вида

$$n(z) = \sqrt{1 - \frac{80,8 N_e^{\max}}{f^2} \exp[-b \cdot (z - z_{\max})]}, \quad (1.22)$$

где b — параметр, характеризующий скорость убывания электронной концентрации при увеличении высоты, м^{-1} .

3. Движение заряженных частиц в ионизированной электрически нейтральной среде во внешнем магнитном поле.

При влиянии на свободную заряженную частицу магнитного поля уравнение движения частицы определяется силой инерции и магнитной силой и имеет вид

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = q\mu_0 [\mathbf{V} \times \mathbf{H}] = q\mu_0 H_{\perp} \frac{d\mathbf{r}}{dt}. \quad (1.23)$$

Последнее уравнение можно представить в виде

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} - \frac{q\mu_0 H_{\perp}}{m} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = 0, \quad (1.24)$$

где $H_{\perp}$ — перпендикулярная к скорости составляющая напряженности магнитного поля, А/м.

При решении данного уравнения движения получается, что свободная заряженная частица будет вращаться вокруг силовой линии магнитного поля с частотой, называемой частотой прецессии Лармора, или гирочастотой:

$$f_L = \frac{q\mu_0 H_{\perp}}{2\pi m}. \quad (1.25)$$

Показатель преломления зависит от метеорологических параметров: давления, температуры и влажности. Тропосфера состоит из смеси газов. Каждый из составляющих атмосферу газов обладает своими электрическими и магнитными параметрами: диэлектрической и магнитной проницаемостью, проводимостью. Для всех газов атмосферы с приемлемой для практики точностью можно считать, что относительная магнитная проницаемость равна единице (за исключением кислорода в области поглощения). Во всех диапазонах радиоволн проводимость газов атмосферы практически равна нулю, за исключением радиоволн сантиметрового диапазона и короче, где начинает сказываться дисперсия вещества — зависимость электрических параметров от частоты, проводимость газов атмосферы оказывается отличной от нуля.

371377 4. Движение нейтральных молекул во внешнем электромагнитном поле.

Из всех атмосферных газов только молекулы водяного пара обладают постоянным электрическим дипольным моментом [14]. Восприимчивость всех молекул атмосферы, за исключением молекул воды, зависит от температуры T и парциального давления p_r и равна

$$\chi = a \frac{p_r}{T}, \quad (1.26)$$

восприимчивость молекул воды равна

$$\chi = b \frac{p_r}{T^2}, \quad (1.27)$$

где a и b – постоянные коэффициенты;
 p_r – парциальное давление газа, гПа;
 T – температура, К.

Восприимчивость смеси газов определяется законом парциальных давлений Дальтона, т.е. восприимчивость смеси газов равна сумме восприимчивостей отдельных газов, пропорциональных их парциальным давлениям. Восприимчивость в тропосфере определяется формулой

$$\chi = A \frac{P}{T} + B \frac{e}{T^2}, \quad (1.28)$$

где P – суммарное давление всех газов воздуха, гПа;
 e – парциальное давление водяного пара, гПа;
 T – температура, К;
 $A = 155,2 \cdot 10^{-6}$, К/гПа;
 $B = 0,746$, К²/гПа.

Поскольку, при малых значениях восприимчивости χ ,
 $n = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{\chi}{2}$, то

$$n = 1 + \frac{77,6 \cdot 10^{-6}}{T} \left(P + 4810 \frac{e}{T} \right). \quad (1.29)$$

Формула (1.29) справедлива для электромагнитных волн с длиной волны $\lambda > 2$ мм с погрешностью 0,4 %. Вблизи линий поглощения кислорода $\lambda = 4,74$ мм и $\lambda = 5,38$ мм погрешность возрастает до 0,6 % у поверхности Земли и до 4 % на высоте 30 км [15].

5. *Движение частиц аэрозоля во внешнем электромагнитном поле.*

При учете аэрозольных частиц в атмосфере учитывается электрическая восприимчивость гидрометеоров, равная [23]:

$$\chi = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{W}{\rho} \cdot \frac{|m^2 - 1|}{|m^2 + 2|}, \quad (1.30)$$

где W — водность облачности или тумана, кг/м^3 ;
 ρ — плотность воды, кг/м^3 ;
 m — комплексный показатель преломления гидрометеоров, равный $m = n - ip$;
 n — показатель преломления гидрометеоров;
 p — показатель поглощения гидрометеоров.

В этом случае показатель преломления тропосферы определяется выражением:

$$n = 1 + \frac{77,6 \cdot 10^{-6}}{T} \left(P + 4810 \frac{e}{T} \right) + \frac{3}{8\pi} \frac{W}{\rho} \frac{|m^2 - 1|}{|m^2 + 2|}. \quad (1.31)$$

Второе слагаемое имеет порядок 10^{-3} , в то время как третье слагаемое — 10^{-6} [23].

Изменение среднего значения показателя преломления с высотой может быть описано экспоненциальной зависимостью

$$n(z) = 1 + 289 \cdot 10^{-6} \exp(-136 \cdot 10^{-6} z), \quad (1.32)$$

где z — высота, м.

Такая модель была принята в качестве стандартной радиоатмосферы МККР в 1963 г. [24].

Конкретные профили показателя преломления существенно отличаются от стандартной радиоатмосферы. Отличия вызваны нерегулярными изменениями высотного распределения температуры и

влажности во времени, которые зависят от погодных условий и климата. Наибольшие отклонения профиля показателя преломления от стандартного наблюдаются в слое от 0 до 3 км в сезоны с высокой влажностью и температурой [15]. Изменчивость профилей показателя преломления в нижней тропосфере обуславливается изменчивостью влагосодержания, инверсиями температуры и влажности, наличием интенсивных облачных слоев.

Для зимних профилей характерно плавное убывание $n(z)$ с высотой, наличие неоднородностей небольшой интенсивности, обусловленных в основном температурными неоднородностями при низком содержании влаги в атмосфере, и малая временная изменчивость.

В летний период профиль $n(z)$ подвержен резким изменениям из-за влияния слоистых неоднородностей: облаков, дымок, слоев повышенной влажности в температурных инверсиях и слоев с резким падением температуры.

1.2. Неоднородности атмосферы

Электромагнитные волны, проходящие через атмосферу, вызывают колебания электронов в атомах. В результате колебаний электронов возбуждаются вторичные волны, распространяющиеся по всем направлениям. Вторичные волны являются когерентными и интерферируют между собой.

В *однородной* атмосфере вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной электромагнитной волны. Следовательно, в однородной среде не происходит рассеяние волн, т.е. нет перераспределения энергии по направлениям.

В *неоднородной* атмосфере вторичные волны не компенсируют друг друга в боковых направлениях и создают дифракционную картину с довольно равномерным распределением интенсивности по всем направлениям, т.е. происходит рассеяние электромагнитных волн.

1.2.1. Неоднородности ионосферы

Явление рассеяния метровых радиоволн на неоднородностях показателя преломления радиоволн в ионосфере было открыто в 1951 г. Бэйли, Бэтманом и др. [75]. Флуктуации показателя преломления ионосферы обуславливаются флуктуациями электронной концентрации и определяются выражением

$$\delta n_H = -40,4 \frac{\delta N_e}{f^2}, \quad (1.33)$$

где δn_H — значение флуктуации показателя преломления ионосферы;

δN_e — абсолютное значение флуктуации электронной концентрации, м^{-3} ;

f — частота электромагнитного излучения, Гц.

Неоднородности ионизации имеют место на всех высотах в ионосфере, но различаются механизмом формирования и особенностями движения.

Неоднородности нейтрального и ионизированного газа ниже 100 км (слой D и нижняя часть слоя E) обуславливаются турбулентностью [5]. В работах [76, 77] предполагается, что неоднородности слоя D вызываются распространением гравитационных волн в верхней атмосфере. Метеоры, движущиеся в ионосфере, вызывают дополнительную ионизацию слоев D и E , что также приводит к образованию неоднородностей электронной концентрации. В слоях D и E движение ионизированного газа происходит вместе с нейтральным газом.

Крупномасштабные движения, обусловленные солнечными и лунными приливами атмосферы и перепадами давления, связанными с неравномерным нагреванием атмосферы, приводят к появлению и движению неоднородностей электронной концентрации в слоях E и F . Причем движение неоднородностей ионосферы поперек силовых линий магнитного поля Земли в слое E приводит к генерации электромагнитных колебаний. В высоких широтах часть неоднородностей слоев E и F может создаваться потоками заряженных частиц солнечного происхождения [14]. Неустойчивость на границе солнечного ветра с магнитосферой может вызывать магнитогидродинамические волны, которые, распространяясь до слоя F , могут образовывать неоднородности электронной концентрации. Движения неоднородностей ионизированного газа в слое F возможно только вдоль силовых линий магнитного поля Земли. Сильные неоднородности чаще всего наблюдаются на высотах от 200 до 600 км [16].

Ионосферные неоднородности распределены по земному шару неравномерно. Наибольшая возмущенность наблюдается в районе полярной шапки (от 60 до 70° с. ш.) и в экваториальной области (до 25–30°), где неоднородности возникают в основном за счет неустойчивости ионосферной токовой системы. В умеренных широтах неоднородности значительно слабее, чем в полярной шапке и вблизи экватора, поскольку собственные внутриионосферные источники возмущений здесь отсутствуют и неоднородности возникают лишь из-за внешних возмущений. В районе 50° существует, так называемый, среднеширотный "провал" в распределении неоднородностей [25].

В умеренных широтах неоднородности электронной концентрации выражены днем слабее, чем ночью, а в высоких широтах неоднородности присутствуют в течение суток [16]. Неоднородности ионосферы, ответственные за рассеяние радиоволн при радиопросвечивании, существуют на высотах ниже ионосферного максимума к югу от 55° с. ш., а на более высоких широтах – выше ионосферного максимума [5].

Возмущенность ионосферы в умеренных широтах летом сильнее, чем зимой, тогда как в авроральной зоне максимум возмущенности приходится на периоды равноденствия. С ростом солнечной активности границы авроральной зоны смещаются к югу, и увеличивается вероятность появления неоднородностей в ионосфере умеренных широт [16].

Скорость перемещения неоднородностей составляет от 30 до 300 м/с. В полярной ионосфере возможны скорости до 1000 м/с [16].

В ионосфере существуют неоднородности с поперечным размером от нескольких метров до нескольких сотен километров. Мелкомасштабные неоднородности с размерами от одного до нескольких метров наблюдаются только в полярных и экваториальных широтах. Неоднородности от нескольких десятков до нескольких сотен метров выражены слабо. Более крупные неоднородности с размерами l от 0,3 до 10 км существуют на всех широтах, причем они усиливаются в направлении экватора и полярной шапки. Неоднородностям с размером $l \approx 1$ км соответствуют относительные флуктуации электронной концентрации $\frac{\delta N_e}{N_e} \approx (0,6 - 3) \cdot 10^{-3}$ [26], а

неоднородностям с l от 3 до 10 км – $\frac{\delta N_e}{N_e} \approx (1 - 3) \cdot 10^{-2}$.

1.2.2. Неоднородности тропосферы и стратосферы

В конце 40-х годов обобщение накопленных наблюдений за распространением ультракоротких радиоволн (УКВ) в тропосфере на большие расстояния выявило заметное превышение уровня поля передающей станции в области глубокой тени по сравнению с расчетами по дифракционным формулам. Оказалось, что средний уровень поля подвергается непрерывным и хаотическим флуктуациям. Поскольку явление такого распространения радиоволн связано с влиянием тропосферы, то оно, по предложению Б. А. Введенского, было названо "дальним тропосферным распространением УКВ" (ДТР УКВ) [6].

Одним из механизмов дальнего тропосферного распространения УКВ является рассеяние на турбулентных неоднородностях показателя преломления атмосферы. Теория рассеяния на неоднородностях тропосферы была впервые разработана Букером и Гордоном в 1950 г. [78]. В том же году подобную теорию предложил Мегоу [79]. В 1954 г. была разработана теория Вилларсом и Вейскопфом [80, 81].

Замирания электромагнитного сигнала, возникающие при ДТР УКВ, разделяют на "медленные" и "быстрые" [6]. Медленные изменения сигнала обуславливаются плавным изменением среднего профиля показателя преломления и слоистыми неоднородностями атмосферы. Изменчивость таких замираний измеряется десятками минут и часами. Распределение уровней сигнала при таких замираниях подчиняется нормально-логарифмическому закону распределения [27]:

$$P(U) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx, \quad (1.34)$$

где $x = \frac{\lg U - \lg U_m}{\lg \sigma};$

$P(U)$ – вероятность превышения уровня U ;

U_m – медианное значение, то есть значение, превышаемое в течение 50% времени;

σ – стандартное отклонение.

Быстрые замирания имеют периодичность в единицы и десятки секунд. Они обуславливаются взаимной интерференцией между отдельными элементарными колебаниями, рассеянными на неоднородностях показателя преломления, достигающими одновременно приемной антенны. В отличие от слоистых неоднородностей эти неоднородности имеют турбулентный характер. Радиоволны, переизлученные благодаря турбулентным неоднородностям, имеют фазы, значения которых с одинаковой вероятностью распределены в диапазоне от 0 до 2π . В результате, уровень сигнала подчиняется релеевскому распределению [27]:

$$P(U) = \exp\left(-0,69 \frac{U^2}{U_m^2}\right). \quad (1.35)$$

Исследование статистических характеристик сигналов на длине волны $\lambda = 6,443$ см показало, что интегральное распределение уровней сигнала в зимний период значительно отличается от релеевского закона, а в летний период практически соответствует релеевскому закону распределения [28].

Пространственное распределение флуктуаций показателя преломления δn определяется значениями флуктуаций температуры δn_T , влажности δn_e и давления δn_P . Для оценки вклада каждого из основных метеорологических параметров в изменение показателя преломления воздуха можно воспользоваться формулами [15, 29]:

$$\delta n_T = -\frac{77,6 \cdot 10^{-6}}{T^2} \left(P + \frac{9620e}{T} \right) \delta T, \quad (1.36)$$

$$\delta n_P = \frac{77,6 \cdot 10^{-6}}{T} \delta P, \quad (1.37)$$

$$\delta n_e = \frac{0,373}{T^2} \delta e, \quad (1.38)$$

$$\delta n = \delta n_T + \delta n_P + \delta n_e, \quad (1.39)$$

где T — температура воздуха, К;
 P — атмосферное давление, гПа;

- e — парциальное давление водяного пара, гПа;
- δT — флуктуация температуры воздуха, К;
- δP — флуктуация атмосферного давления, гПа;
- δe — флуктуация парциального давления водяного пара, гПа.

Из анализа формул (1.36)–(1.39) видно, что наибольший вклад в изменение показателя преломления на радиочастотах у поверхности Земли вносит изменение парциального давления водяного пара (на 1 гПа), затем изменение температуры (на 1 К) и меньше всего влияет изменение давления (рис. 1.1, а). На высоте 5,5 км, согласно формуле (1.38), вклад флуктуаций влажности увеличивается за счет уменьшения температуры (рис. 1.1, б). Однако содержание водяного пара и его флуктуации на этой высоте уже малы. Таким образом, флуктуации показателя преломления на этой высоте и выше обуславливаются только флуктуациями температуры воздуха.

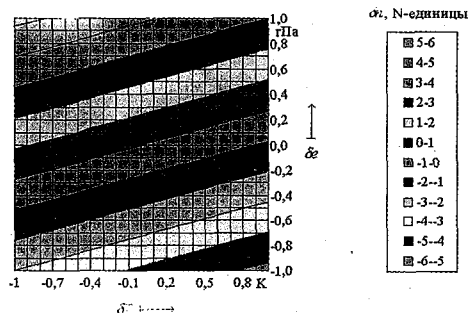
Слоистообразные неоднородности

Температура и влажность изменяются с высотой немонотонно. От земной поверхности до высот 5–6 км существуют инверсии температуры и влажности, слои с резким падением температуры, а также облачные слои до высот 10–12 км. При переходе от слоя к слою значение показателя преломления изменяется от 1–2 до 20–40 N -единиц ($1 N$ -единица = $(n - 1) \cdot 10^6$). Вертикальные градиенты показателя преломления достигают значений от нескольких единиц до 10–20 N -единиц/м [15]. Интенсивность изменений метеопараметров падает с увеличением высоты над земной поверхностью.

Инверсии температуры оказывают существенное влияние на распространение УКВ между наземными станциями как в области прямой видимости, так и за радиогоризонтом, иногда являясь причиной сверхдальнего "волноводного" распространения УКВ на расстояния в несколько сотен километров.

Инверсии температуры имеют различное происхождение и возникают на различных высотах в тропосфере и стратосфере, а также в области тропопаузы (10–11 км), на высотах от 25 до 50 км и 82 км [15, 8].

а) $P = 1000$ гПа, $T = 300$ К, $e = 10$ гПа



б) $P = 500$ гПа, $T = 250$ К, $e = 1$ гПа

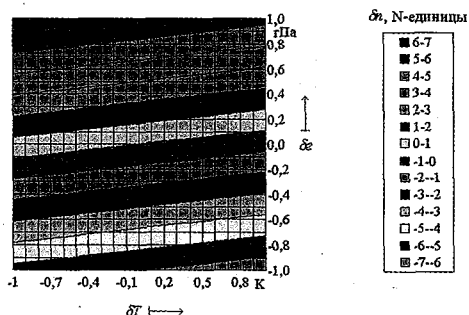


Рис. 1.1. Вклад флуктуаций температуры и влажности в флуктуации показателя преломления электромагнитных волн

Радиационные инверсии образуются при охлаждении земной поверхности в результате теплового излучения в ночное время. Прилежащий к земной поверхности воздух охлаждается, в то время как температура вышележащих слоев остается более высокой. Развитие радиационных инверсий начинается при нулевом радиационном балансе примерно за 1 ч перед заходом Солнца. Наибольшей мощности (до 200–400 м) инверсия достигает перед восходом Солнца. Интенсивность инверсии (разница значений температур на нижней и верхней границах инверсии) при этом достигает 3–9 °С. Разрушение инверсии начинается после восхода Солнца от земной поверхности, в результате чего инверсия оказывается приподнятой.

При инверсиях наблюдаются малые скорости ветра — около 0,5–1,5 м/с. С высотой скорость ветра увеличивается, достигая максимума на верхней границе инверсии. Зимой наблюдаются кругло-суточные инверсии температуры, приподнятые над земной поверхностью. При этом нижняя граница инверсии изменяется в течение суток, приближаясь к поверхности в ночные часы [30].

Инверсии испарения развиваются над увлажненными поверхностями при интенсивном испарении, что приводит к понижению температуры в прилежащем к поверхности слое. Мощность инверсий испарения достигает 50–100 м, интенсивность 2–4 °С. Относительная влажность в охлажденном слое увеличивается на 20–40 % [15].

Адвективные инверсии образуются при натекании теплого воздуха на более холодную подстилающую поверхность. Благоприятные условия для развития адвективных инверсий возникают при переносе теплых воздушных масс с суши на холодную поверхность моря в летний период и с моря на холодную поверхность суши в зимний период. Повторяемость приземных инверсий этого типа наибольшая в теплый период. В дневное время инверсия выражена слабее, чем ночью, когда происходит усиление за счет радиационного выхолаживания. Средняя мощность приводных инверсий над морями Арктики составляет 300–400 м, а интенсивность 2,5–4,0 °С [15]. Интенсивные инверсии над Черным и Каспийским морями приводят к волноводному ДТР УКВ на значительные расстояния.

В свободной атмосфере могут наблюдаться инверсии оседания и фронтальные инверсии.

Инверсии оседания обычно образуются в центральной части антициклонов, где наблюдаются нисходящие движения воздуха. При опускании воздуха происходит его сжатие и нагревание до более высокого значения температуры по сравнению с окружающей средой. Опускание происходит до верхней границы пограничного слоя. Интенсивность инверсии не превышает 3 °С, мощность составляет от нескольких сотен метров до 1 км. Инверсии образуются на высотах от 500 до 4000 м, наиболее часто на высотах 1000–2000 м. Высота инверсии и величина градиента температуры в слое инверсии имеют максимум днем и минимум утром. Мощность инверсии уменьшается днем и увеличивается утром. Над водоемами и в при-

брежной зоне также образуются инверсии оседания на высоте 200–500 м [15].

Фронтальные инверсии образуются при натекании теплого воздуха на холодный. Инверсия температуры располагается вдоль фронтальной поверхности в переходном слое толщиной в несколько десятков или сотен метров [15].

Во многих случаях под инверсионными слоями наблюдаются повышенные значения влажности воздуха. При этом образуется слой с высоким градиентом показателя преломления.

Облака вызывают значительные изменения пространственного распределения показателя преломления электромагнитных волн. Изменения показателя преломления на границе облака с окружающей средой достигают 40 N-единиц и более. Градиенты показателя преломления в облаке могут достигать значений 1–3 N-единиц/м. Скачки показателя преломления на границе облаков, вызываемые, прежде всего, скачками влажности, способствуют сверхдальному распространению УКВ [82, 83].

Термики возникают над нагретыми участками земной поверхности – "контактная" конвекция либо из-за неустойчивости воздушной массы – спонтанная конвекция. Поперечный размер термиков достигает 100–300 м. Температура внутри термиков в слое активной конвекции выше, чем в окружающем воздухе. По мере приближения к уровню максимальной высоты подъема температура термиков становится ниже, чем в окружающем воздухе. Максимальный перегрев термика может составлять 1,5 °C. Горизонтальные градиенты температуры достигают 0,05 °C/м [31]. Выделяют три геометрические формы термиков: "пузыри" – изолированные друг от друга объемы воздуха, вертикальные или наклонные струи, "продвигающиеся султанчики" – предложенная Д. Тэрнером схема строения термика, объединяющая модели пузырей и струй [84]. Градиенты показателя преломления в конвективных неоднородностях достигают 5–7 N-единиц/м [85]. На границах термиков возникают турбулентные движения, приводящие к мелкомасштабным флуктуациям показателя преломления. Рассеяние от таких неоднородностей на длине волны $\lambda = 10,7$ см было исследовано в работе [86].

Неоднородности показателя преломления в районе *тропопаузы*, связанные с зонами интенсивной турбулентности, впервые бы-

ли исследованы К. С. Жупахиным [32], затем Атласом, Хиксом и другими [87, 88].

Ветровые и конвективные перемещения воздуха нарушают однородность и устойчивость слоистых структур и приводят к турбулентному перемешиванию на границах разнородных объемов воздуха. В результате наряду с непрерывными на протяжении десятков и сотен километров слоями существуют разорванные слои, пересеченные вертикальными потоками (термиками). В неустойчивой атмосфере образуются слои с правильной волновой структурой. Нижняя граница таких слоев при переносе ветровым потоком осциллирует с амплитудой около 100 м. Длины волн увеличиваются с высотой от 3 до 10 км [15]. На пространственное распределение показателя преломления, обусловленное высотной зависимостью и слоистыми неоднородностями, накладываются мелкомасштабные флуктуации показателя преломления, обусловленные турбулентными неоднородностями поля температуры и влажности в результате турбулентных движений воздуха.

Турбулентные неоднородности

Движение атмосферы является, как правило, турбулентным и складывается из совокупности неупорядоченных "вихрей" различных размеров и скоростей. Самые крупные вихри образуются в результате неустойчивости основного течения (их размеры L_0 сопоставимы с размерами течения), при числе Рейнольдса $Re = V_{cp} L_0 / \nu$ больше критического $Re_{кр}$, где V_{cp} – скорость основного течения, а ν – кинематическая вязкость. В свою очередь эти вихри из-за своего большого числа Рейнольдса разрушаются и порождают возмущения второго порядка меньшего размера. При этом происходит передача энергии от возмущений большого размера к возмущениям меньшего размера. Возмущения второго порядка порождают более мелкие возмущения и так далее. Порождение вихрей все меньших и меньших размеров l прекращается при уменьшении числа Рейнольдса $Re = V l / \nu$ возмущений до критического числа $Re_{кр}$, где V – скорость перемещения вихрей размером l . Минимальный размер возмущений l_0 называется внутренним масштабом турбулентности. Возмущения минимального размера устойчивы и далее не распадаются, а их энергия расходуется на преодоление сил трения и непосредственно переходит в теплоту. Процесс дробления крупных

возмущений создает непрерывный перенос энергии от крупномасштабных движений порядка L_0 к движениям порядка l_0 .

Количественной характеристикой турбулентности является "закон 2/3" для поля скорости в развитой турбулентности, предложенный А. Н. Колмогоровым в 1941 г. [33], согласно которому разность между скоростями в точках M_1 и M_2 , удаленных друг от друга на расстояние r , описывается статистическим законом:

$$D_V(r) = \overline{(V_2 - V_1)^2} = C \varepsilon_E^{2/3} r^{2/3}, \quad (1.40)$$

- где $D_V(r)$ — структурная функция поля скорости;
 $V_{1,2}$ — скорость ветра в точках M_1 и M_2 , м/с;
 C — численная константа, равная примерно 1,9;
 ε_E — средняя скорость диссипации кинетической энергии в единице массы, $\text{м}^2/\text{с}^3$;
 r — расстояние между точками наблюдения, м.

Другим подходом, применяемым при теоретических и экспериментальных исследованиях и впервые предложенным А.М. Обузовым [34, 35, 36], является использование спектрального метода описания структуры поля, согласно которому поле рассматриваемой величины представляется в виде суперпозиции возмущений, из энергии которых аддитивно складывается энергия поля [37, 38]. При этом структура поля описывается распределением энергии по спектру $E(m)$, где m — пространственная частота, равная $m = \frac{2\pi}{l}$ (l — линейный масштаб соответствующего возмущения).

В соответствии с теоремой Хинчина о связи корреляционных функций со спектральными распределениями, структурному "закону 2/3" соответствует спектральное распределение энергии, называемое "законом $-5/3$ ":

$$E_V(m) = C_1 \varepsilon_E^{2/3} m^{-5/3}, \quad (1.41)$$

- где C_1 — численная константа, равная примерно 1,5;
 m — пространственная частота, м^{-1} .

Спектральный "закон $-5/3$ " справедлив для интервала пространственных частот $2\pi/L_0 < m < 2\pi/l_0$, называемого *инерционным интервалом* спектра, поскольку в энергетике соответствующих возмущений основную роль играют силы инерции. В этом интервале осуществляется только передача энергии по спектру, а возникновение и диссипация энергии малы. Величина ε_E является единственной характеристикой пространственного спектра турбулентности и определяет среднюю скорость преобразования энергии вихрей заданного масштаба в энергию более мелких вихрей, т.е. скорость переноса энергии по спектру. Это подтверждается экспериментальными данными работы [39]. В нижнем километровом слое убывание ε_E с высотой в среднем обратно пропорционально высоте [40]:

$$\varepsilon_E = \frac{\varepsilon_1}{z}, \quad (1.42)$$

где ε_1 — средняя скорость диссипации кинетической энергии в единице массы на высоте 1 м от поверхности Земли, принимаемая равной $0,1 \text{ м}^2/\text{с}^3$;

z — высота над поверхностью Земли, м.

Существует суточный ход ε_E в слое до высоты 1–2 км, особенно хорошо выраженный в теплое время года, с максимумом в окополуденные часы [40].

Внешний масштаб турбулентности L_0 соответствует характерным размерам крупномасштабных возмущений и по различным оценкам составляет примерно 2500 км [41].

В области пространственных частот $m < 2\pi/L_0$, происходит генерация турбулентной энергии за счет неустойчивости среднего потока.

Внутренний масштаб турбулентности l_0 был оценен А. М. Обуховым [37] на основании формулы, предложенной А. Н. Колмогоровым [33]:

$$l_0 = \left(\frac{v^3}{\varepsilon_E} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (1.43)$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$;
 ε_E — скорость диссипации кинетической энергии в единице массы жидкости, $\text{м}^2/\text{с}^3$.

Оценка дала значение внутреннего масштаба $l_0 = 2$ мм при ε_E равном среднему для всей атмосферы значению трансформации солнечной энергии в кинетическую [37]:

$$\varepsilon_E = k \frac{I_0 g}{4P_0}, \quad (1.44)$$

где k — доля солнечной энергии, трансформирующейся в кинетическую энергию воздушных масс, принимаемая равной 0,02;

I_0 — солнечная постоянная, равная 1,38 кВт/м²;

g — ускорение свободного падения, равное 9,81 м/с²;

P_0 — среднее значение давления на поверхности Земли, равное 1013 гПа.

По данным работы [12], в приземном слое воздуха ε_E составляет 0,01–0,1 м²/с³, что соответствует $l_0 = 0,4$ –0,7 мм. С ростом высоты ε_E убывает, а вязкость ν возрастает, что приводит к увеличению l_0 . Экспериментальные исследования флуктуаций показателя преломления показали, что $l_0 < 2,5$ см [42].

Область частот $m > 2\pi/l_0$ называется *вязким интервалом* спектра, поскольку энергия турбулентности переходит в тепло в основном за счет вязкости.

В случае устойчивой стратификации в спектре турбулентности появляется подобласть плавучести, характеризующаяся более быстрым убыванием спектральной плотности при увеличении пространственной частоты, чем $E(m) \sim m^{-5/3}$. Это связано с переходом энергии турбулентности в потенциальную энергию стратификации в результате работы вихрей против архимедовой силы устойчивой стратификации. Поскольку процесс перехода кинетической энергии турбулентности в потенциальную должен протекать пока стратификация остается устойчивой, то в некоторых случаях спектр турбулентности может быть ограничен со стороны высоких частот из-за перехода всей энергии турбулентности в потенциальную энергию стратификации [40].

Неустойчивость среднего потока не является единственным источником турбулентной энергии.

Неустойчивая стратификация приводит к возрастанию энергии турбулентности в определенном интервале частот, что выражается в более плавном уменьшении спектральной плотности, чем $E(m) \sim m^{5/3}$, а иногда и к возрастанию спектральной плотности при увеличении пространственной частоты.

Существование инверсионных слоев температуры, а также слоев с резким падением температуры сопровождается повышенным значением турбулентной энергии.

Возможно также существование локальных источников турбулентной энергии. Таким источником в устойчиво стратифицированной атмосфере являются разрушающиеся гравитационно-сдвиговые волны, при этом на пространственных частотах, соответствующих длинам разрушающихся гравитационно-сдвиговых волн в спектре турбулентности, появляются вторичные максимумы [40]. Разрушающиеся горные волны также являются источником турбулентной энергии.

Статистическая структура турбулентности может быть описана структурными функциями не только для поля скорости ветра, но и для полей температуры, влажности и показателя преломления электромагнитных волн:

поле температуры

$$D_T(r) = \overline{(T_2 - T_1)^2} = C_T^2 r^{2/3}, \quad (1.45)$$

поле влажности

$$D_e(r) = \overline{(e_2 - e_1)^2} = C_e^2 r^{2/3}, \quad (1.46)$$

поле показателя преломления электромагнитных волн

$$D_n(r) = \overline{(n_2 - n_1)^2} = C_n^2 r^{2/3}, \quad (1.47)$$

где $D_T(r)$, $D_e(r)$, $D_n(r)$ – структурные функции поля температуры, влажности и показателя преломления электромагнитных волн соответственно;

C_T – структурный коэффициент поля температуры, примерно равный 1,2 [12];

- C_e — структурный коэффициент поля влажности, примерно равный структурному коэффициенту поля температуры [12];
- C_n — структурный коэффициент поля показателя преломления электромагнитных волн;
- r — расстояние между двумя точками наблюдения, м.

Структурный "закон 2/3" для поля скорости был получен А. Г. Колмогоровым [33], для поля температуры и влажности — А. М. Обуховым и С. Корсиным [37], для поля показателя преломления электромагнитных волн — В. И. Татарским [10].

Приведенным выше структурным функциям соответствуют энергетические спектры:

поле температуры

$$E_T(m) = \frac{1}{4} C_T^2 m^{-5/3}, \quad (1.48)$$

поле влажности

$$E_e(m) = \frac{1}{4} C_e^2 m^{-5/3}, \quad (1.49)$$

поле показателя преломления электромагнитных волн

$$E_n(m) = \frac{1}{4} C_n^2 m^{-5/3}, \quad (1.50)$$

где $E_T(m)$, $E_e(m)$, $E_n(m)$ — спектры поля температуры, влажности и показателя преломления электромагнитных волн соответственно;

m — пространственная частота, m^{-1} .

Экспериментальные данные показывают хорошее согласие с "законом $-5/3$ " для поля скорости ветра и температуры [40], влажности [43], показателя преломления [11].

Спектр флуктуаций $E(m)$ является одномерным, так как измерения производятся вдоль одной прямой между точками M_1 и M_2 . Для описания турбулентности в трехмерном пространстве используется трехмерный спектр. Для флуктуаций температуры, влажности и показателя преломления трехмерный спектр в инерционном интервале имеет вид [11]:

поле температуры

$$\Phi_T(m) = 0,033 C_T^2 m^{-1/3}, \quad (1.51)$$

поле влажности

$$\Phi_e(m) = 0,033 C_e^2 m^{-1/3}, \quad (1.52)$$

поле показателя преломления электромагнитных волн

$$\Phi_n(m) = 0,033 C_n^2 m^{-1/3}. \quad (1.53)$$

Трехмерный и одномерный спектры связаны соотношением

$$\Phi(m) = -\frac{1}{2\pi m} E'(m). \quad (1.54)$$

Измерения в приземном слое летом в дневное время на высоте 3,5 м дали среднее значение структурного коэффициента $C_n^2 \approx 45 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ [15]. Отклонения от среднего в течение дня могут отличаться на порядок и более.

Структурный коэффициент нерегулярно распределен по высоте и среднее значение в слое от 200 до 5000 м может меняться от 10^{-16} до $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ со средним значением $8,5 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ [15]. В областях тропопаузы и в слоях с инверсией температуры C_n^2 увеличивается [44].

В свободной атмосфере отсутствует суточный ход структурного коэффициента C_n^2 в отличие от приземного слоя [15].

Результаты экспериментальных измерений структурного коэффициента представлены в табл. 1.2, основанной на данных, систематизированных в работах [11, 45].

Структурный коэффициент C_n^2 может быть определен через структурные коэффициенты флуктуаций температуры C_T^2 и влажности C_e^2 :

$$C_n^2 = -\frac{77,6 \cdot 10^{-6}}{T^2} \left(P + \frac{9620 \cdot e}{T} \right) C_T^2 + \frac{0,373}{T^2} C_e^2, \quad (1.55)$$

которые могут быть рассчитаны по данным аэрологических наблюдений [11]:

Таблица 1.2

**РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
СТРУКТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА C_n^2**

$C_n^2, \text{ м}^{-2/3}$	Высота, м	Примечание	Источ- ник
$45 \cdot 10^{-15}$	3,5	—	[15]
$(0,35 - 2,1) 10^{-15}$	от 0 до 5000	Расчет C_n^2 по значениям структурного коэффициента C_T^2 , определенного из измеренных частотных спектров температурных флуктуаций. При этом флуктуации влажности не учитывались.	[46], [47]
$8,6 \cdot 10^{-15}$	от 2000 до 6000	Прямые измерения спектров флуктуаций показателя преломления на самолете.	[89]
$(0 - 485) 10^{-15}$	Приземный слой	Измерения структурной функции температуры C_T^2 .	[48]
$1,1 \cdot 10^{-15}$	—	Наблюдения за мерцанием и дрожанием звезд.	[49]
$(1,1 - 7,8) 10^{-15}$	—	Измерения флуктуаций разности фаз на базе 150 м на частотах от 173 до 9350 МГц.	[90]
$(1 - 7) 10^{-15}$	—	Измерения флуктуаций разности фаз на базах от 5,5 до 150 м на длине волны 3,2 см.	[91]
$(5,0 - 9,3) 10^{-15}$	—	Измерения частотного спектра флуктуаций фазы на длине волны 30 см.	[90]
$5 \cdot 10^{-15}$	—	Измерения изменчивости фазы за пять минут на длине волны 30 см.	[90]
$(366 - 700) 10^{-15}$	—	Измерение спектра флуктуаций фазы на трассе длиной 30 км и длине волны 3,2 см.	[92]
$10^{-13} - 10^{-17}$	Тропосфера	—	[50]

$$C_T^2 \approx a^2 \frac{k^{\frac{2}{3}}}{\left(\frac{dV}{dz}\right)^{\frac{2}{3}}} \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_a \right)^2, \quad (1.56)$$

$$C_e^2 \approx a^2 \frac{k^{\frac{2}{3}}}{\left(\frac{dV}{dz}\right)^{\frac{2}{3}}} \left(\frac{de}{dz}\right)^2, \quad (1.57)$$

- где a^2 – коэффициент, зависящий от числа Ричардсона Ri [51];
 k – постоянная Кармана, равная 0,4;
 $\frac{dT}{dz}$ – вертикальный градиент температуры, К/м;
 $\frac{de}{dz}$ – вертикальный градиент влажности, гПа/м;
 $\frac{dV}{dz}$ – вертикальный градиент ветра, с⁻¹;
 γ_a – сухоадиабатический градиент температуры воздуха, равный $0,98 \cdot 10^{-2}$ К/м.

Переход от пространственного спектра $E(m)$ к временному спектру $W(\Omega)$ осуществляется с помощью гипотезы Тейлора о "замороженной турбулентности", согласно которой турбулентные неоднородности считаются "замороженными" в среднем потоке и движущимися со средней скоростью потока без эволюции во времени [93]. Экспериментальная проверка свидетельствует о высокой точности выполнения гипотезы Тейлора вплоть до пространственных частот порядка $m = 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ [12]. Проверка справедливости гипотезы "замороженности" для поля показателя преломления выполнялась в работе [94] и подтвердила возможность ее применения в диапазоне пространственных частот m от 10^{-2} до 10^0 м^{-1} .

Временной спектр связан с пространственным спектром соотношением:

$$W(\Omega) = \frac{E(m)}{\bar{V}}, \quad (1.58)$$

- где $W(\Omega)$ – временной (частотный) спектр;
 $E(m)$ – пространственный спектр;
 Ω – частота, связанная с пространственной частотой выражением $\Omega = m\bar{V}$, Гц;
 $\bar{V}$ – средняя скорость потока, м/с.

Связь временного спектра $W(\Omega)$ с трехмерным пространственным спектром $\Phi(m)$ определяется выражением [11]:

$$W(\Omega) = \frac{2\pi}{V} \int_{\frac{|\Omega|}{V}}^{\infty} \Phi(m) m dm. \quad (1.59)$$

В случае, когда пространственный спектр флуктуаций показателя преломления описывается выражением (1.53), временной спектр имеет вид [11]

$$W_n(\Omega) = \frac{6\pi}{5} 0,033 C_n^2 V^{-2/3} |\Omega|^{-5/3}. \quad (1.60)$$

Экспериментальное исследование неоднородностей показателя преломления в диапазоне радиоволн было выполнено радиолокационным методом на длине волны $\lambda = 3,2$ см в работе [52]. Установлено, что максимальная интенсивность турбулентных неоднородностей наблюдается в 13–15 ч при высокой влажности воздуха. Наблюдения за дрожанием изображений звезд в телескопах показали, что их интенсивность увеличивается по мере приближения направления к горизонту и минимальна при направлении телескопа в зенит, т.е. определяется длиной пути в рассеивающей атмосфере. Следует отметить, что в оптическом диапазоне длин волн неоднородности показателя преломления обусловлены только флуктуациями температуры воздуха [53]. Авторы работы [54] рассматривали деформации изображений края Солнца и Луны, вызванные неоднородностями показателя преломления в оптическом диапазоне длин волн. Отмечается, что в дневное время существенный вклад в искажение изображений дают неоднородности в слое от 0,3 до 2,5 км со средним значением, равным 1,5 км. Ночью, по наблюдениям края Луны, соответствующие неоднородности располагаются в слое от 1,5 до 9 км со средней высотой 4,5 км. На верхней границе планетарного пограничного слоя отмечается скачок показателя преломления в оптическом диапазоне длин волн при условии, что высота этого слоя не превышает 3 км [54]. По данным работы [55], качество изображения звезд связано со степенью турбулентности нижней тропосферы (от 0 до 3 км), оцениваемой критерием Ричардсона Ri . Наблюдения на частоте 2,75 МГц позволили

обнаружить рассеивающий слой в стратосфере с неоднородностями размером около 50 м [95]. По наблюдениям рассеяния на неоднородностях стратосферы, при ДТР УКВ на трассе протяженностью 1025 км турбулентные неоднородности наблюдаются до высот 24–27 км, поскольку выше этого слоя располагается инверсия температуры, связанная с повышением температуры в результате поглощения солнечной радиации озоном [8]. В работе [7] указывается, что турбулентные неоднородности можно считать изотропными при горизонтальных размерах $l < 10$ м. Анизотропия резко возрастает для неоднородностей с горизонтальными размерами от 100 до 1000 м и продолжает увеличиваться с увеличением размеров неоднородностей.

1.3. Рассеяние электромагнитного излучения в атмосфере Земли

Исходными уравнениями электромагнитного поля для решения задачи определения параметров рассеянного поля являются уравнения Максвелла [14]:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H}, \quad (1.61)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = i\omega\varepsilon_{\kappa}\mathbf{E} + \mathbf{J}, \quad (1.62)$$

$$\operatorname{div}(\varepsilon_{\kappa}\mathbf{E}) = \rho, \quad (1.63)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (1.64)$$

- где $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, В/м;
 $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля, А/м;
 $\mathbf{J}$ — плотность сторонних электрических токов, А/м²;
 ρ — плотность сторонних электрических зарядов, Кл/м³;
 ε_{κ} — комплексная диэлектрическая проницаемость атмосферы, Ф/м;
 μ — магнитная проницаемость атмосферы, примерно равная магнитной проницаемости вакуума
 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м;
 ω — круговая частота электромагнитного излучения, равная $2\pi f$, Гц;
 f — частота электромагнитного излучения, Гц.

Магнитная проницаемость атмосферы μ практически постоянна и примерно равна магнитной проницаемости вакуума μ_0 , на всех частотах, кроме линий поглощения кислорода $\lambda = 4,74$ мкм и $\lambda = 5,38$ мкм, т.е. воздух является немагнитной средой ($\mu = \mu_0$).

Комплексная диэлектрическая проницаемость атмосферы ϵ_κ выражается через обычную диэлектрическую проницаемость ϵ и проводимость σ формулой:

$$\epsilon_\kappa = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega}. \quad (1.65)$$

При распространении в атмосфере электромагнитных волн с частотами вне линий поглощения атмосферных газов и влияния поглощения ионосферы поглощение мало, и, следовательно, в этом случае комплексная диэлектрическая проницаемость равна обычной: $\epsilon_\kappa = \epsilon$.

Параметры среды распространения ϵ , μ , σ зависят от пространственных координат и времени.

Показатель преломления атмосферы связан с диэлектрической проницаемостью соотношением:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}, \quad (1.66)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, равная $\frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$, Ф/м.

При замене диэлектрической проницаемости ϵ показателем преломления n уравнения Максвелла принимают вид:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H}, \quad (1.67)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = i\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E} + \mathbf{J}, \quad (1.68)$$

$$\text{div}(\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}) = \rho, \quad (1.69)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0. \quad (1.70)$$

Таким образом, электрические параметры атмосферы, при отсутствии свободных зарядов ($\rho = 0$) и сторонних токов ($\mathbf{J} = 0$), определяются только пространственным распределением показателя преломления электромагнитных волн.

Поскольку атмосфера Земли является неоднородной средой, то происходит рассеяние электромагнитных волн на неоднородностях показателя преломления. Для описания этого явления можно представить значение показателя преломления в каждой точке пространства n как сумму среднего значения по окрестности точки $\bar{n}$ и отклонения от среднего δn , т.е. $n = \bar{n} + \delta n$, тогда уравнения Максвелла принимают вид [14]:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}, \quad (1.71)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = i\omega\epsilon_0 \bar{n}^2 \mathbf{E} + i2\omega\epsilon_0 \bar{n} \delta n \cdot \mathbf{E} + \mathbf{J}, \quad (1.72)$$

$$\operatorname{div}(\epsilon_0 \bar{n}^2 \mathbf{E}) = \rho - \operatorname{div}(2\epsilon_0 \bar{n} \cdot \delta n \cdot \mathbf{E}), \quad (1.73)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (1.74)$$

Из анализа уравнений (1.72) и (1.73) видно, что источниками рассеянного поля являются как бы токи и заряды, распределенные в пространстве с плотностями, соответственно равными [14]

$$\mathbf{J}_{\text{расс}} = i2\omega\epsilon_0 \bar{n} \cdot \delta n \cdot \mathbf{E}, \quad (1.75)$$

$$\rho_{\text{расс}} = -\operatorname{div}(2\epsilon_0 \bar{n} \cdot \delta n \cdot \mathbf{E}). \quad (1.76)$$

Тогда, при условии отсутствия сторонних токов и зарядов ($\mathbf{J} = 0$, $\rho = 0$), распространение электромагнитных волн в неоднородной атмосфере можно представить как распространение в однородной среде с параметрами μ_0 , $\bar{n}$ и полагать, что рассеянное электромагнитное поле порождается токами $\mathbf{J}_{\text{расс}}$.

Уравнения Максвелла в этом случае принимают вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}, \quad (1.77)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = i\omega \varepsilon_0 \bar{n}^2 \mathbf{E} + \mathbf{J}_{\text{рас}}, \quad (1.78)$$

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0 \bar{n}^2 \mathbf{E}) = \rho_{\text{рас}}, \quad (1.79)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (1.80)$$

Из анализа уравнений (1.77) – (1.80) видно, что по сравнению с распространением в однородной атмосфере в неоднородной атмосфере появляются дополнительные источники излучения, интенсивность которых полностью определяется первичным полем. Эти вторичные источники движутся в общем воздушном потоке и сохраняют свои параметры постоянными длительное время. Они представляют собой элементарные объемы, воздух в которых поляризован первичным полем, что превращает их в элементарные диполи. Мерой поляризации является отклонение показателя преломления $\bar{n}$ от среднего по окружающему пространству значения $\bar{n}$. Таким образом, движущиеся источники вторичного излучения существуют всегда, когда присутствует первичное излучение и неоднородности показателя преломления. В качестве постоянно существующего источника первичного излучения можно использовать фоновое радиоизлучение Галактики, которое существует и днем и ночью, испытывает малое поглощение в диапазоне частот низкочастотного "окна радиопрозрачности" атмосферы, имеет непрерывный спектр и плавное изменение интенсивности излучения по небосводу [56]. Поглощение электромагнитных волн в атмосфере рассмотрено в следующем пункте, а параметры фонового радиоизлучения Галактики в следующей главе.

Электромагнитные волны, испытавшие рассеяние на движущихся неоднородностях показателя преломления, несут в себе информацию об интегральных параметрах воздушных движений в атмосфере.

Задача расчета электромагнитного поля в районе приемной антенны может быть решена как аналитически, так и численными методами [57].

Напряженность электрического поля в районе приемной антенны можно представить в виде суммы поля, создаваемого при рас-

пространении в однородной атмосфере, и поля, создаваемого за счет рассеяния на неоднородностях показателя преломления:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{однор}} + \mathbf{E}_{\text{расс}}. \quad (1.81)$$

Для аналитического решения системы уравнений Максвелла вводится вспомогательная векторная функция – вектор Герца $\mathbf{\Pi}_{\text{расс}}$, определяемый соотношением

$$\mathbf{E}_{\text{расс}} = \text{grad div } \mathbf{\Pi}_{\text{расс}} + k^2 \mathbf{\Pi}_{\text{расс}}, \quad (1.82)$$

и равный

$$\mathbf{\Pi}_{\text{расс}} = \frac{1}{i4\pi\omega\epsilon_0 n} \int_V \mathbf{J}_{\text{расс}} \frac{e^{-ikr}}{r} dV, \quad (1.83)$$

где $k = \omega n \sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}}$ – волновое число, м^{-1} .

При подстановке (1.75) в (1.83) и замене $\mathbf{E}$ на $\mathbf{E}_0$ получается:

$$\mathbf{\Pi}_{\text{расс}} = \frac{1}{2\pi} \int_V \Delta n \mathbf{E}_0 \frac{e^{-ikr}}{r} dV, \quad (1.84)$$

где $\Delta n = \frac{\delta n}{n}$ – относительное значение флуктуаций показателя преломления;

$\mathbf{E}_0$ – напряженность первичного электрического поля.

Таким образом, вектор Герца $\mathbf{\Pi}_{\text{расс}}$ формируется неоднородностями показателя преломления Δn , расположенными в атмосфере в пределах объема пространства V .

После подстановки уравнения (1.84) в (1.82) выражение для напряженности рассеянного электрического поля принимает вид [14]

$$\mathbf{E}_{\text{расс}} = -\frac{k^2}{2\pi} \int_V \Delta n \mathbf{E}_0 \sin \gamma \frac{e^{-ikr}}{r} dV, \quad (1.85)$$

где γ – угол между плоскостью вектора $\mathbf{E}_0$ и направлением рассеяния.

Формула (1.85) показывает, что рассеянное поле формируется из излучений элементарных объемов, представляющих собой элементарные дипольные вибраторы с диаграммой направленности $f(\gamma) = \sin \gamma$. Амплитуда излучения каждого объема определяется значением флуктуации показателя преломления и амплитудой первичного поля $-\Delta n E_0$ и обратно пропорциональна расстоянию до излучающего элементарного объема $-\frac{1}{r}$.

В результате, напряженность электрического поля в районе приемной антенны определяется выражением

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{однор}} - \frac{k^2}{2\pi} \int_V \Delta n E_0 \mathbf{i}_E \sin \gamma \frac{e^{-ikr}}{r} dV. \quad (1.86)$$

1.4. Поглощение электромагнитного излучения в атмосфере Земли

Электромагнитные волны при прохождении через атмосферу теряют часть своей энергии на возбуждение колебаний электронов в атомах.

Часть затраченной энергии возвращается в виде вторичных (рассеянных) волн, порождаемых электронами, а часть переходит в энергию движения атомов, т.е. во внутреннюю энергию вещества.

В результате, интенсивность электромагнитной волны уменьшается при прохождении через атмосферу, т.е. происходит поглощение волн.

Нерезонансное поглощение определяется затратами энергии электромагнитной волны на преодоление сил трения между молекулами, возникающими при вынужденном колебательном движении молекул под действием электромагнитной волны.

Резонансное поглощение связано с тем, что каждый атом (молекула) может поглощать (или излучать) только на частотах, соответствующих дискретному изменению внутренней энергии атома (молекулы). При совпадении частоты колебания электромагнитной волны и резонансной частоты атома происходят интенсивные колебания электронов и переход атома в состояние с более высоким уровнем внутренней энергии.

Резонансное поглощение (излучение) электромагнитных волн *атомами* связано с переходами между электронными уровнями с различным уровнем внутренней энергии.

Резонансное поглощение (излучение) *молекулами* связано как с электронными переходами, так и с изменением колебательной и вращательной энергии молекулы.

Поглощение волн Y определяется как отношение начальной интенсивности электромагнитного излучения I_0 к уменьшенному за счет поглощения значению интенсивности I :

$$Y = \frac{I}{I_0} = \exp \left(- \int_0^L k(l) dl \right), \quad (1.87)$$

где $k(l)$ – пространственное распределение коэффициента поглощения электромагнитных волн в атмосфере, м^{-1} ;

dl – элемент лучевой линии;

L – путь, пройденный электромагнитной волной в поглощающей среде, м .

1.4.1. Поглощение электромагнитного излучения в ионосфере

Коэффициент поглощения электромагнитных волн k_n в ионосфере рассчитывается по формуле [27]

$$k_n = \frac{v_{\text{эф}} (1 - n_n^2)}{2cn_n}, \quad (1.88)$$

где $v_{\text{эф}}$ – эффективная частота соударений, с^{-1} ;

n_n – показатель преломления ионосферы;

c – скорость света в вакууме, м/с .

Явление увеличения поглощения электромагнитных волн в слое D обусловлено вспышками рентгеновского электромагнитного излучения на Солнце. При солнечной вспышке интенсивность излучения с длиной волны короче $\lambda < 0,8 \text{ нм}$ увеличивается на несколько порядков, что приводит к дополнительной ионизации нижнего слоя ионосферы, поскольку спектр имеет максимум на длинах волн $0,1\text{--}0,8 \text{ нм}$ и убывает с увеличением длины волны в соответствии с соотношением [58]:

$$I(\lambda) = CI_1^D 10^{3(D-1)}, \quad (1.89)$$

где $I(\lambda)$ – поток излучения Солнца с длиной волны λ , Вт/м²;
 I_1 – поток излучения Солнца в диапазоне от 0,1 до 0,8 нм, Вт/м²;
 $C = 1,428 \cdot \lambda^{3,772}$;
 $D = -0,35 \cdot \ln \lambda + 0,87$;
 λ – длина волны, нм.

Увеличение ионизации приводит к дополнительному увеличению поглощения электромагнитных волн в слое D , которое длится от нескольких минут до одного часа и возникает только на освещенной стороне земного шара. Интенсивность поглощения зависит от зенитного угла Солнца и возрастает по мере уменьшения этого угла [13].

В определенные дни зимой поглощение резко увеличивается из-за повышенной ионизации слоя D . Увеличение поглощения происходит в ограниченных областях ионосферы размером примерно 1000 км. Это явление связывается с явлением "стратосферного потепления" [96, 97, 98], когда на высоте примерно 30 км увеличивается температура на десятки градусов по сравнению со средним сезонным значением в течение нескольких дней, а также связывается с увеличением температуры мезосферы [99]. Увеличение электронной концентрации в слое D в работе [98] объясняется изменениями содержания атмосферного состава, в частности, озона.

На частотах 25–30 МГц невозмущенные слои D и F дают вклад в поглощение днем около 1 дБ каждый [19].

Поглощение электромагнитных волн в слое D в полдень в период равноденствия определяется выражением [19]

$$Y_D = \frac{3 \cdot 10^{14} (1 + 0,01R)}{(f + f_p)^2}, \quad (1.90)$$

где Y_D – поглощение электромагнитных волн во всем слое D , дБ;
 f_p – плазменная частота, Гц;
 f – частота электромагнитных волн, Гц;
 R – число солнечных пятен $R = q(s + 10g)$ [22];
 q – эмпирический коэффициент;
 s – число отдельных пятен;
 g – число групп пятен.

Основной вклад в поглощение вносит слой F . Ослабление за счет поглощения в этом слое приближенно равно [59]:

$$Y_F = \frac{400}{f^2 \sin \beta} \left(\frac{N_e^{\max}}{10^{12}} \right)^2, \quad (1.91)$$

где Y_F — поглощение электромагнитных волн во всем слое F , дБ;
 f — частота электромагнитных волн, Гц;
 $N_e^{\max}$ — электронная концентрация в максимуме слоя F , м^{-3} ;
 β — угол места источника излучения.

На частоте 20 МГц в зените поглощение составляет 1 дБ при электронной концентрации $N_e^{\max} = 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Из-за квадратичной зависимости от частоты на более коротких волнах ионосферное поглощение становится пренебрежимо малым. Так, на частоте 100 МГц ионосферное поглощение в слое F в зените составляет 0,04 дБ.

Поглощение электромагнитных волн во всей толще ионосферы приближенно может быть определено по формуле [60]

$$Y_{\text{и}} \approx \frac{2,5 \cdot 10^{15}}{f^2}. \quad (1.92)$$

1.4.2. Поглощение электромагнитного излучения в тропосфере и стратосфере

Поглощение электромагнитных волн в тропосфере в диапазоне частот выше 500 МГц в основном определяется поглощением кислородом (O_2) и водяным паром (H_2O), а также различными гидрометеорами. Поглощение электромагнитных волн в гидрометеорах (каплях воды и кристаллах льда) происходит в результате нерезонансного механизма и зависит от их вида (дождь, снег, туман, облака), интенсивности осадков, размеров области их выпадения и пространственного распределения интенсивности, а также от распределения частиц гидрометеоров по размерам. Поглощение в жидких гидрометеорах (дождь, туман, мокрый снег) значительно больше, чем в твердых (град, сухой снег). Поглощение электромагнитных волн в тропосфере количественно определяется коэффициентом поглощения $Y_{\text{тр}}$, равным [60]:

$$Y_{\text{тр}} = K_{\text{O}_2} l_1 + K_{\text{H}_2\text{O}} l_2 + K_{\text{г}} l_3, \quad (1.93)$$

где $K_{\text{O}_2}, K_{\text{H}_2\text{O}}, K_{\text{г}}$ — коэффициент погонного поглощения кислородом, водяным паром и гидрометеорами, дБ/км;
 l_1, l_2, l_3 — эквивалентная длина пути электромагнитной волны в кислороде, водяном паре и гидрометеорах соответственно, км.

Зависимость коэффициента поглощения электромагнитных волн кислородом и водяным паром от частоты представлена на рис. 1.2. Полное поглощение электромагнитных волн при прохождении через атмосферу, обусловленное только поглощением кислородом и водяным паром, в зависимости от частоты представлено на рис. 1.3. Коэффициент погонного поглощения K , выраженный в (дБ/км), связан с коэффициентом поглощения k , выраженным в (м^{-1}), формулой

$$K = 4343 \cdot k. \quad (1.94)$$

Эквивалентная длина пути в стандартной атмосфере зависит от угла места источника излучения β и высоты антенны над уровнем моря h_a :

$$l_1 = \frac{h_{\text{O}_2} - h_a}{\sin \beta}, \quad (1.95)$$

$$l_2 = \frac{h_{\text{H}_2\text{O}} - h_a}{\sin \beta}, \quad (1.96)$$

$$l_3 = \frac{F(h_{\text{г}} - h_a)}{\sin \beta}, \quad (1.97)$$

где h_{O_2} — эквивалентная толщина слоя кислорода, равная примерно 5,3 км;
 $h_{\text{H}_2\text{O}}$ — эквивалентная толщина слоя водяных паров, равная примерно 2,1 км;
 $h_{\text{г}}$ — эквивалентная толщина области выпадения гидрометеоров, км;
 F — коэффициент, учитывающий неравномерность пространственного распределения интенсивности осадков.

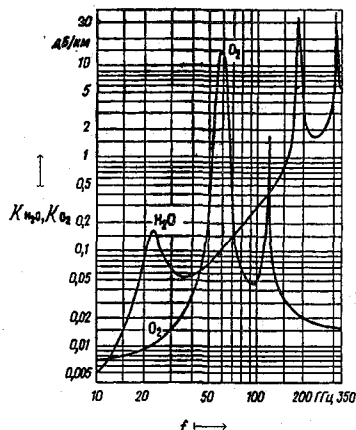


Рис. 1.2. Зависимость коэффициента погонного поглощения кислородом и водяным паром от частоты [60]

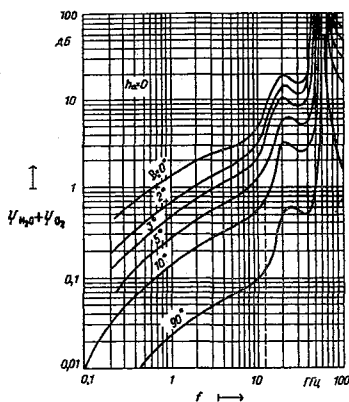


Рис. 1.3. Зависимость поглощения кислородом и водяным паром от частоты и угла места источника излучения [60].

Эквивалентная длина пути в гидрометеорах l_3 не является постоянной и зависит от интенсивности осадков. Зависимость поглощения в дожде от частоты представлена на рис. 1.4.

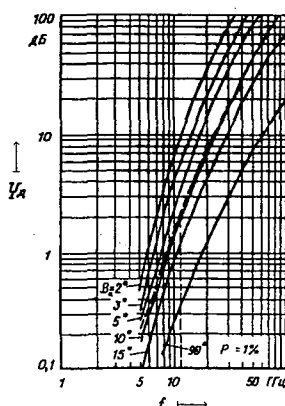
В диапазоне частот от 1 до 6 ГГц поглощение в основном обусловлено кислородом. Полное поглощение в этом диапазоне приближенно может быть определено по формуле [59]

$$Y_{O_2} = \frac{0,04}{\sin \beta}. \quad (1.98)$$

Эта формула достаточно точна при $\beta > 20^\circ$ (см. рис. 1.3).

Поглощение электромагнитных волн *кислородом и водяным паром* на частотах $f < 1$ ГГц при угле места источника излучения $\beta = 5^\circ$ не превышает 0,3 дБ, а при $\beta = 0^\circ$ – 2 дБ.

а)



б)

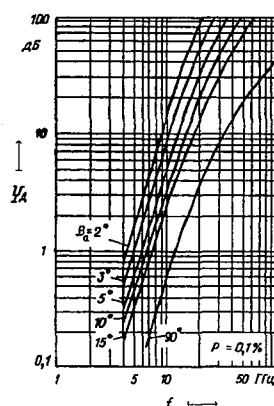


Рис. 1.4. Зависимость поглощения в дожде от частоты [60]

Зависимость поглощения электромагнитного излучения в *облаках и тумане* от дальности видимости была исследована Сакстоном и Гопкинсом [100]. В табл. 1.3 представлены значения погонного коэффициента погонного поглощения облаками и туманом (дБ/км) при температуре 0°C .

Таблица 1.3

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОБЛАКАМИ И ТУМАНОМ (В дБ/км) ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ ВОЗДУХА 0°C [100]

Видимость, м	Длина волны λ , см		
	1,25	3,2	10
30	1,25	0,20	0,02
90	0,25	0,04	0,004
300	0,045	0,007	0,001

Поглощение в *облаках и тумане* зависит от температуры из-за наличия температурной зависимости показателя преломления воды. Так, для температуры 15 и 25 °С значения в табл. 1.3 необходимо умножить на 0,6 и 0,4 соответственно. Из анализа данных табл. 1.3 видно, что поглощение уменьшается примерно на порядок при увеличении длины волны от $\lambda = 1,25$ см до $\lambda = 3,2$ см и при переходе от $\lambda = 3,2$ см к $\lambda = 10$ см [100].

Поглощение электромагнитных волн в *облаках* на частотах $f < 10$ ГГц и угле места источника $\beta = 5^\circ$ не превышает 2,5 дБ.

Поглощение в *тумане* на частоте $f = 4$ ГГц и при угле места источника излучения $\beta = 5^\circ$ не превышает 1 дБ, а при $\beta = 0^\circ$ — 2,5 дБ. С увеличением частоты поглощение в тумане увеличивается пропорционально квадрату частоты $K_T \sim f^2$.

Поглощение электромагнитных волн в *дожде*, интенсивностью 100 мм/ч на частотах $f < 2$ ГГц и при угле места источника $\beta = 0^\circ$ не превышает 1 дБ.

Поглощение электромагнитных волн в *сухом снеге и граде* $K_{с.с.,г}$ значительно меньше, чем в дожде той же интенсивности. Соотношения $K_{с.с.,г}$ и коэффициента погонного поглощения в дожде K_d при интенсивности осадков 100 мм/ч для различных диапазонов частот приведены в табл. 1.4 [60]. Поглощение в *мокром снеге* в отдельных случаях может быть больше в 4–6 раз, чем поглощение в дожде.

Таким образом, электромагнитные волны, проходящие через всю толщу атмосферы, в диапазоне частот от 100 до 1000 МГц, при углах места источника излучения выше 5° , испытывают ослабление за счет поглощения не более чем на 1 дБ.

Таблица 1.4

**СООТНОШЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В СУХОМ СНЕГЕ И ДОЖДЕ
В РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНАХ ЧАСТОТ [60]**

f , ГГц	8	11	18	25	35
$K_{с.с.,г}$, дБ/км	0,0067	0,0107	0,0312	0,0362	0,281
K_d , дБ/км	0,085	0,24	0,78	1,5	2,6

Этот диапазон частот (метровые и дециметровые волны, см. Приложение) представляет собой низкочастотное "окно радиопрозрачности" атмосферы (по сравнению с коротковолновым "окном

прозрачности" 8–12 мкм) и может быть использован при радиопросвечивании атмосферы Земли внешними радиоисточниками [61].

По первой главе можно сделать следующие выводы.

Показатель преломления электромагнитных волн в тропосфере больше единицы и сильно зависит от метеопараметров атмосферы. С увеличением высоты показатель преломления уменьшается и в стратосфере уже мало отличается от единицы. В слое *D* ионосферы показатель преломления становится меньше единицы и достигает минимума на высоте максимальной ионизации слоя *F2*.

Неоднородности показателя преломления в слое от земной поверхности до высоты 5–6 км в основном обусловлены флуктуациями влажности воздуха, а выше этого слоя, до высоты 24–27 км, — флуктуациями температуры. В ионосфере неоднородности показателя преломления обусловлены флуктуациями электронной концентрации, наиболее интенсивными в слое от 200 до 600 км.

Электромагнитное излучение испытывает рассеяние на неоднородностях показателя преломления. Поскольку неоднородности перемещаются со скоростью ветра, то рассеянное электромагнитное излучение несет в себе информацию о поле ветра в атмосфере. Естественные источники электромагнитного излучения, которые могут быть использованы в качестве зондирующих (первичных) излучений, рассматриваются во второй главе.

При углах места источника излучения $\beta > 5^\circ$ полное поглощение электромагнитных волн, проходящих через атмосферу Земли в диапазоне частот от 100 до 1000 МГц, не превышает 1 дБ, что позволяет осуществлять уверенный прием излучения внеземных источников в данном диапазоне частот при любых условиях погоды и любом состоянии ионосферы.

Глава 2.

ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОСВЕЧИВАНИИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

2.1. Фоновое радиоизлучение Галактики

Фоновое радиоизлучение Галактики было впервые обнаружено инженером американской фирмы "Белл" Карлом Янским в декабре 1931 г. во время исследования атмосферных помех, возникающих при грозовых разрядах.

Исследования проводились по поручению дирекции фирмы "Белл" и заключались в определении связи между направлением приема радиотелефонного сигнала и уровнем атмосферных помех. Для этих целей Янский получил самый чувствительный радиоприемник того времени, разработанный Фирсом в 1928 г., и в марте 1929 г. начал конструировать направленную вращающуюся антенну. В декабре 1931 г. им был обнаружен источник радиоизлучения на частоте 20,4 МГц ($\lambda = 14,7$ м), интенсивность которого менялась с периодом 23 ч 56 мин [101]. Существование подобной периодичности привело к выводу о внеземной природе источника излучения. Действительно, источник оказался расположенным в направлении созвездия Стрельца, т.е. в направлении на центр Галактики. Дальнейшие исследования Янского, длившиеся в течение года, показали, что интенсивность радиоизлучения Галактики увеличивается по мере приближения к полосе Млечного Пути и имеет максимум в направлении на галактический центр [102, 103]. Открытие Янского положило начало новой области науки – радиоастрономии.

Янский был вынужден прекратить исследования, а его работы не сразу получили дальнейшее развитие. Американец Грот Рёбер, узнав об открытии Янского, решил продолжить начатые им исследования. Он в течение почти десяти лет был единственным радиоастрономом. К сентябрю 1937 г. он закончил строительство антенны, представляющей собой параболическое зеркало диаметром 9,5 м. Затем им были последовательно собраны радиоприемники, работающие на частотах 3300 МГц ($\lambda = 9$ см), 900 МГц ($\lambda = 33$ см), 160 МГц ($\lambda = 187$ см) и 480 МГц ($\lambda = 62,5$ см). Обнаружить радиоизлучение Галактики на частотах 3300 МГц ($\lambda = 9$ см) и 900 МГц ($\lambda = 33$ см) Рёберу не удалось, поскольку интенсивность фонового

радиоизлучения имеет нетепловой характер и убывает с ростом частоты. Наблюдения весной 1939 г. с приемником, настроенным на частоту 160 МГц ($\lambda = 187$ см), позволили принимать радиоизлучение Галактики [104]. К 1944 г. Рёбером была построена первая карта распределения интенсивности радиоизлучения в области Млечного Пути [105]. Измерения на частоте 480 МГц ($\lambda = 62,5$ см) позволили получить более детализированную карту за счет сужения диаграммы направленности параболического рефлектора (ширина диаграммы направленности составляла 2° на 3°) [106].

В 1946 г. Хей, Филлипс и Парсонс в Англии исследовали распределение интенсивности радиоизлучения Галактики на частоте 64 МГц ($\lambda = 4,7$ м) [107]. Ими были построены карты распределения интенсивности излучения в области галактических широт от -30° до 60° .

Сандер дал оценку яркостной температуры на частоте 60 МГц в направлении галактического экватора и галактического полюса, которые соответственно составили 10000 К и 1800 К [108].

В результате наблюдений Моксона в 1946 г. на частотах 40 МГц ($\lambda = 7,5$ м), 90 МГц ($\lambda = 3,3$ м) и 200 МГц ($\lambda = 1,5$ м), максимальная яркостная температура оказалась равной 350 К на частоте 200 МГц и 25000 К на частоте 40 МГц [109].

Исследования распределения интенсивности излучения Галактики на частоте 100 МГц ($\lambda = 3$ м) были выполнены Болтоном и Вестфолдом в 1950 г. в Австралии [110]. Антенная система состояла из девяти антенн типа Уде-Яги, соединенных в группы по три антенны. Все антенны крепились на общую раму, вращающуюся по азимуту и углу места. Полуширина диаграммы направленности антенны составляла 17° . В результате обработки наблюдений была построена карта распределения интенсивности радиоизлучения Галактики, представленная на рис. 2.1. Значения у изофот (линий одинаковой интенсивности) соответствуют яркостной температуре в сотнях градусов.

Из анализа карты видно, что яркостная температура в районе галактического полюса составляет ~ 625 К, в экваториальной области — ~ 200 К, в районе центра Галактики — ~ 6000 К. Таким образом, интенсивность радиоизлучения Галактики на частоте 100 МГц увеличивается по мере приближения направления к центру Галактики в большей степени, чем при приближении к экваториальной плоскости. Кроме

основного максимума интенсивности в области галактического центра (галактическая долгота -30° , галактическая широта 0°) имеется протяженный вторичный максимум в районе галактического антицентра (галактическая долгота 150° , галактическая широта 0°).

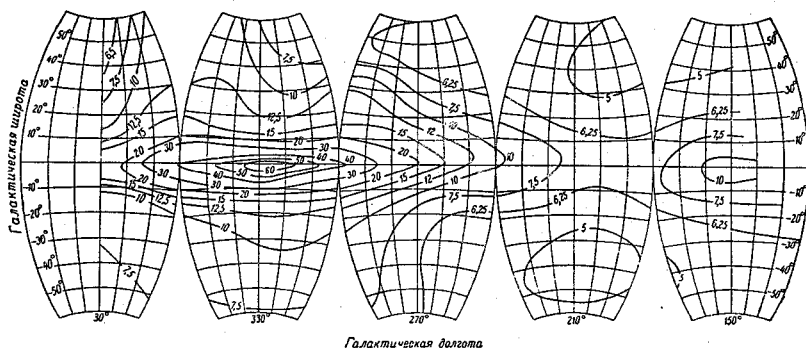


Рис. 2.1. Распределение интенсивности электромагнитного излучения Галактики на частоте 100 МГц по данным Болтона и Вестфолда [110] (одна единица равна 100 К)

Аллен и Гам в 1950 г. в Австралии исследовали распределение интенсивности на частоте 200 МГц ($\lambda = 1,5$ м). Антенная система состояла из четырех антенн типа Уде-Яги. Результаты наблюдений представлены на рис. 2.2. У изофот нанесены значения яркостной температуры [111].

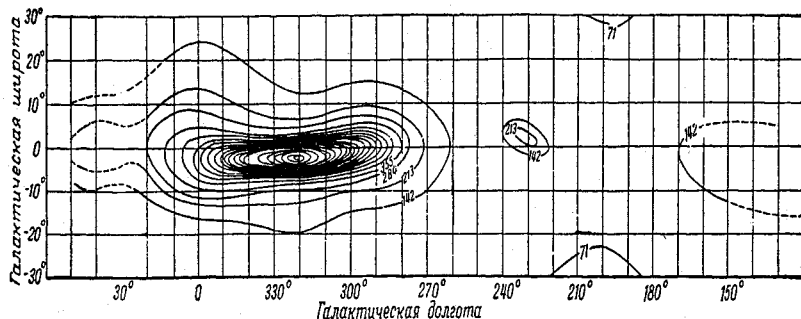


Рис. 2.2. Распределение интенсивности электромагнитного излучения Галактики на частоте 200 МГц по данным Аллена и Гама [111]

Как видно из рис. 2.2, интенсивность излучения на частоте 200 МГц существенно ниже, чем на частоте 100 МГц. На карте видны максимумы в области галактического центра и антицентра.

2.1.1. Спектр фонового радиоизлучения Галактики

Экспериментальные исследования зависимости интенсивности излучения Галактики от частоты были обобщены Пиддингтоном [112] и представлены в табл. 2.1. На рис. 2.3 представлены зависимости яркостной температуры от частоты, построенные по данным табл. 2.1.

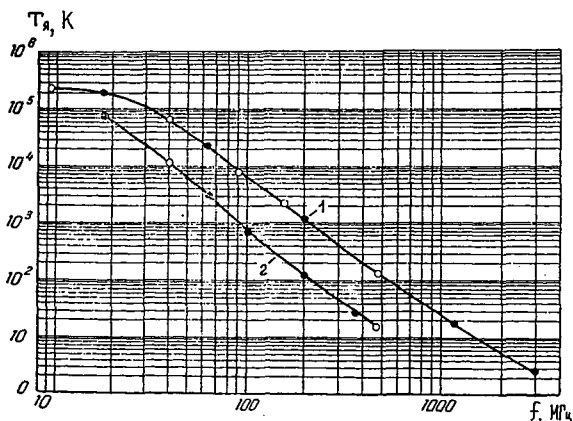


Рис. 2.3. Зависимость яркостной температуры от частоты излучения для разных областей неба [112]:

- 1 — зависимость для области галактического центра;
- 2 — зависимость для области галактического экватора и "холодной" области неба.

По данным [59], максимум интенсивности радиоизлучения Галактики приходится на частоту около 3 МГц и составляет ~ 3600000 K. На частотах ниже 3 МГц интенсивность падает из-за поглощения в межзвездном ионизированном газе.

В результате измерений, выполненных Рёбером и Эллисом, на частоте 2,130 МГц при критических частотах ионосферы меньше 1,6 МГц, яркостная температура в области галактического центра составляет 70000000 K [113].

Таблица 2.1

**ЗАВИСИМОСТЬ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ФОНОВОГО
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИКИ ОТ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ
ПО ПИДДИНГТОНУ [112]**

Частота излучения f , МГц	Яркая температура $T_{\text{я}}$, К		
	галактический центр	галактический экватор	"холодная" область неба
18,3	200000	75000	50000
40	67000	11900	8500
64	21000	3100	2200
90	7700	—	—
100	6000	720	490
160	2180	—	—
200	1190	120	70
480	145	16,6	—
1200	17,9	—	—
3000	2,77	—	—

Зависимость интенсивности излучения от частоты может быть представлена выражением

$$I(f) \sim f^m \quad (2.1)$$

или

$$T_{\text{я}}(f) \sim f^{m-2}, \quad (2.2)$$

где $I(f)$ — интенсивность излучения, Вт/м²·Гц·стер;
 $T_{\text{я}}(f)$ — яркостная температура, К;
 f — частота излучения, Гц;
 m — спектральный индекс, зависящий от направления и характерный для определенного диапазона частот.

Зависимость спектрального индекса от частоты излучения, согласно данным [20], представлена в табл. 2.2.

Таблица 2.2

**ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОГО ИНДЕКСА
ОТ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ [20]**

Частота излучения f , МГц	Спектральный индекс m
от 1,5 до 6	~ 0
от 6 до 30	– 0,35
от 30 до 300	– 0,5
от 300 до 1000	– 0,8

Источником радиоизлучения Галактики являются релятивистские электроны, движущиеся по спиральной траектории вдоль си-

ловых линий межзвездного магнитного поля. Электроны заполняют все пространство Галактики. Потери энергии электронами в процессе излучения компенсируются образованием релятивистских электронов во время вспышек сверхновых звезд.

Подобное объяснение механизма излучения было впервые предложено Кипенхойером [114]. В результате дальнейших исследований В. Л. Гинзбурга, Г. Г. Гетманцева и М. И. Фрадкина [62, 63, 64, 65] была разработана магнитотормозная теория, объясняющая природу фонового радиоизлучения Галактики.

Электрон, вращающийся вокруг силовой линии однородного магнитного поля, излучает как диполь с частотой f_L .

В релятивистской области энергии, т.е. при $E > mc^2$, излучение электрона неизотропно, а сосредоточено в основном в пределах конуса с раствором $\theta \approx \frac{mc^2}{E} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. В этом случае частота излучения релятивистского электрона равна

$$f = f_L \frac{mc^2}{E}. \quad (2.3)$$

В излучении релятивистской частицы присутствуют все частоты с различными весами от нуля до бесконечности и с максимумом излучения на частоте:

$$f_{\max} = f_L \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2.4)$$

Таким образом, электроны, движущиеся в магнитном поле, излучают только на одной частоте, а релятивистские электроны излучают непрерывный спектр, поскольку каждый релятивистский электрон имеет энергию, отличную от mc^2 , и движется со своей скоростью v .

Задача теоретического расчета распределения энергии излучения по частотам, возникающего при движении релятивистских частиц в магнитном поле, впервые была решена Шоттом в 1912 г. [115]. Аналогичные результаты были получены Арцимовичем и Померанчуком [66], Иваненко и Соколовым [67], Владимирским [68], Швингером [116].

2.1.2. Поглощение фонового радиоизлучения Галактики в межзвездной и межпланетной среде

В процессе распространения в межзвездной и межпланетной среде фоновое радиоизлучение Галактики претерпевает ослабление за счет поглощения. Ослабление электромагнитных волн определяется выражением

$$Y = \exp \left(- \int_0^L k(l) \cdot dl \right), \quad (2.5)$$

где $k(l)$ — распределение коэффициента поглощения в пространстве, м^{-1} ;

l — расстояние от центра Галактики (для межзвездной среды) или расстояние от центра Солнца (для межпланетной среды), м ;

dl — элемент лучевой линии;

L — путь, пройденный электромагнитной волной, м .

Межзвездная и межпланетная среда, так же как и ионосфера, представляет собой плазму, т.е. ионизированный газ. Основным параметром плазмы является электронная концентрация N_e .

Поглощение в *межзвездной среде* (Галактике), обусловленное ионизированным газом, характеризуется коэффициентом поглощения, определяемым выражением [1]

$$k(l) = \frac{0,975 \cdot 10^{-12} N_e^2(l)}{T_e^{\frac{3}{2}}(l) f^2} \ln \left(\frac{4,97 \cdot 10^7 T_e^{\frac{3}{2}}(l)}{f} \right), \quad (2.6)$$

где k — коэффициент поглощения, м^{-1} ;

N_e — электронная концентрация, м^{-3} ;

T_e — электронная температура, К ;

f — частота электромагнитного излучения, Гц .

Из анализа уравнения (2.6) видно, что поглощение электромагнитных волн больше в плотных сильно ионизированных областях с относительно низкой температурой. Для расчета ослабления электромагнитных волн необходимо знать распределение электронной концентрации и температуры.

Вещество в межзвездной среде распределено преимущественно вблизи галактической плоскости так, что плотность звезд и электронная концентрация N_e убывают примерно по экспоненциальному закону при удалении от плоскости Галактики [1]:

$$N_e(l) = N_e^{\max} \cdot \exp\left(-\frac{|l|}{H}\right), \quad (2.7)$$

- где l — расстояние по нормали от плоскости Галактики в парсеках (пк), $1 \text{ пак} \approx 3,0857 \cdot 10^{16} \text{ м}$;
 H — параметр, характеризующий скорость убывания электронной концентрации и равный расстоянию, на котором электронная концентрация убывает в e раз, пак;
 $N_e^{\max}$ — электронная концентрация в плоскости Галактики, м^{-3} .

Значение параметра H находится в диапазоне от 300 до 1000 пак, а значение электронной концентрации в плоскости Галактики примерно равно $0,03 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-3}$.

В межзвездной среде в плоскости Галактики полное поглощение может достигать нескольких децибел на частотах ниже 50 МГц [69].

Экспериментальные данные измерений поглощения, основанные на анализе спектра фонового радиоизлучения Галактики, показывают, что максимум излучения приходится на частоту 3 МГц, если приемная антенна ориентирована в сторону, противоположную центру Галактики [1]. На частотах ниже 3 МГц наблюдается уменьшение интенсивности излучения, что объясняется поглощением электромагнитных волн.

Согласно экспериментам, проведенным на частотах 6 и 9 МГц, интенсивность электромагнитного излучения уменьшается при ориентации антенны в направлении плоскости Галактики [70]. Это объясняется интенсивным поглощением электромагнитных волн облаками плазмы с повышенной электронной концентрацией ($N_e \approx 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-3}$). Интенсивность фонового радиоизлучения в галактической плоскости имеет максимум на частотах 50–100 МГц. Коэффициент поглощения в галактической плоскости в направле-

нии на центр Галактики возрастает. В этом направлении максимум радиоизлучения наблюдается уже при $f \leq 200$ МГц. Согласно формуле (2.6), коэффициент поглощения убывает с увеличением частоты по закону $k \sim f^{-2}$, поэтому на частотах более 1000 МГц поглощение радиоволн мало. Для высоких галактических широт межзвездное пространство можно считать практически прозрачным во всем радиодиапазоне.

На поглощение фонового радиоизлучения Галактики при распространении через *межпланетную среду и окосолнечное пространство* оказывает влияние состояние плазмы. Существование межпланетной и окосолнечной плазмы обусловлено постоянными потоками ионизированного газа, истекающего из фотосферы Солнца. Потоки плазмы движутся с большими скоростями примерно по радиальным направлениям от Солнца. Плазма в этих потоках сильно турбулизирована, что приводит к флуктуациям электронной концентрации, сравнимым с ее средними значениями. Распределение электронной концентрации $N_e(l, \chi)$ в зависимости от расстояния до центра Солнца l и гелиошироты χ может быть определено только при усреднении за большие интервалы времени.

В работе [1] приводится эмпирическая формула, описывающая зависимость электронной концентрации от расстояния и гелиошироты:

$$N_e(l, \chi) = A \left(\frac{a}{l} \right)^6 (1 - 0,95 \sin \chi) + B \left(\frac{a}{l} \right)^{2+C} \left(1 - \sin^2 \chi \right), \quad (2.8)$$

- где N_e — электронная концентрация, м^{-3} ;
 l — расстояние от центра Солнца, м ;
 χ — гелиоширота;
 a — радиус Солнца, равный $6,97 \cdot 10^8$ м ;
 A, B, C — параметры распределения, равные соответственно $2,21 \cdot 10^{14}$; $1,55 \cdot 10^{12}$; 0,3.

Коэффициент поглощения электромагнитных волн межпланетной средой определяется выражением [1]:

$$k(l) = \frac{140}{cf^2} \frac{N_e^2(l)}{T_e^{\frac{3}{2}}(l)} \ln \left(\frac{T_e(l)}{N_e^{\frac{1}{3}}(l)} \right), \quad (2.9)$$

где l — расстояние от центра Солнца, м.

Поглощение электромагнитных волн в межпланетной среде увеличивается при приближении лучевой линии к фотосфере Солнца, поскольку электронная концентрация в этом направлении увеличивается. Согласно данным работы [71], не наблюдается ослабления метровых волн при $\phi > 5^\circ$ (где ϕ — угловое расстояние от центра солнечного диска), а дециметровых волн при $\phi > 1,5^\circ$. На длине волны $\lambda = 13$ см нет ослабления при $\phi = 1,2^\circ$, а при $\phi = 0,8^\circ$ поток энергии электромагнитных волн уменьшается в два раза.

С увеличением длины волны увеличивается радиус Солнца, называемый "радиорadiусом". Отношение "радиорadiуса" к радиусу фотосферы a в дециметровом диапазоне равно 1,2–1,4, а на метровых волнах примерно равно 1,5–2,0. Это указывает на то, что в дециметровом диапазоне волны будут испытывать заметное поглощение лишь при $\phi < 0,6^\circ$, а в метровом диапазоне поглощение будет существенно при $\phi < 2^\circ$.

2.2. Дискретные источники электромагнитного излучения

Самым мощным дискретным источником электромагнитного излучения является Солнце. В 1946 г. было установлено, что излучение Солнца состоит из двух компонент: излучения спокойного Солнца и излучения активного Солнца. Первая компонента обусловлена тепловым излучением наружных слоев солнечной атмосферы. Яркостная температура этого излучения определяется кинетической температурой соответствующих слоев. Вторая компонента характеризуется высокой интенсивностью излучения и сильно зависит от солнечной активности [69].

Электромагнитное излучение *спокойного* Солнца носит тепловой характер. Спектр излучения в радиодиапазоне определяется распределением температуры с высотой и экранирующим влиянием ионизированного газа. Электронная концентрация убывает с высотой над поверхностью Солнца, а температура возрастает. Так, на

поверхности Солнца температура составляет ~ 6000 К, средняя температура фотосферы составляет ~ 5700 К, хромосферы – ~ 10000 – 30000 К, короны – ~ 1000000 – 2000000 К [59].

Корона отражает радиоволны, идущие из внутренних областей с частотами $f < \sqrt{80,8 \cdot N_e} \approx 150$ МГц. Таким образом, излучение Солнца на частотах $f < 150$ МГц формируется в основном короной Солнца с температурой ~ 1000000 К. Электронная концентрация хромосферы значительно выше, в результате чего хромосфера не пропускает электромагнитные волны из нижележащих слоев с частотой $f < 3000$ МГц. Излучение на частотах $f < 3000$ МГц формируется хромосферой с температурой ~ 20000 К. Электромагнитное излучение на миллиметровых волнах формируется фотосферой с температурой ~ 5700 К. Таким образом, яркостная температура электромагнитного излучения Солнца на метровых волнах равна температуре короны, на дециметровых – хромосферы, на сантиметровых и миллиметровых – фотосферы [59] (рис. 2.4).

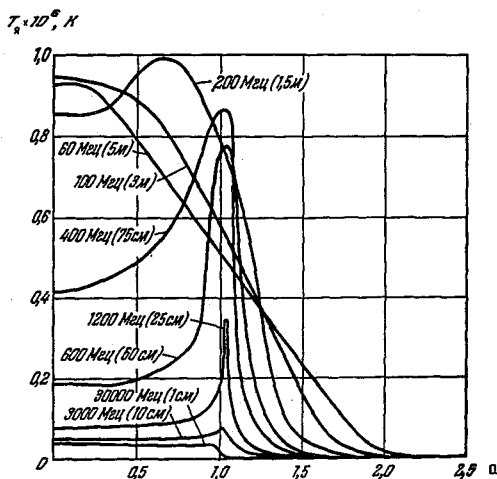


Рис. 2.4. Яркостная температура электромагнитного излучения Солнца как функция расстояния от центра солнечного диска на различных частотах [20]

Электромагнитное излучение *активного* Солнца формируется активными долгоживущими областями на Солнце, которые создают на миллиметровых, сантиметровых и дециметровых волнах интенсивное и частично поляризованное излучение в пределах нескольких угловых минут. Области повышенного излучения совершают вместе с Солнцем оборот за 27 дней. Области с медленным изменением интенсивности излучения остаются активными в течение нескольких оборотов Солнца вокруг оси. Излучение таких областей носит тепловой характер и обусловлено повышенной температурой ионизированного газа, а также наличием интенсивного магнитного поля в активных областях.

Электромагнитное излучение активного Солнца характеризуется также наличием солнечных вспышек, имеющих нетепловой характер [59].

Всплески электромагнитного излучения *I* типа наблюдаются на метровых волнах в виде коротких импульсов длительностью несколько секунд и с узкой полосой частот. Излучаются такие импульсы из одной или нескольких областей в течение нескольких часов [59].

Всплески *II* типа наблюдаются также на метровых волнах в виде мощных узкополосных импульсов, средняя частота которых за время всплеска смещается в длинноволновую область спектра. Импульсы генерируются в ударной волне, распространяющейся от вспышки в корону со скоростью $(1-2)10^6$ м/с. Ударная волна возбуждает в короне плазменные колебания с частотой $f_p = \sqrt{80,8N_e}$. По мере удаления от поверхности Солнца электронная концентрация убывает и, следовательно, уменьшается частота плазменных колебаний, чем и объясняется дрейф частоты [59].

Всплески *III* типа также наблюдаются на метровых волнах. За время всплеска центральная частота смещается от сотен мегагерц до сотен килогерц, при этом область генерации, обусловленная потоками быстрых электронов, выбрасываемых во время хромосферных вспышек, уходит со скоростью $\sim 150 \cdot 10^6$ м/с в межпланетное пространство.

Всплески *IV* типа регистрируются в диапазоне от метровых до сантиметровых длин волн. Они генерируются в магнитных ловушках на некоторой высоте над поверхностью Солнца и длятся несколько минут [59].

Всплески V типа появляются на метровых волнах после всплесков III типа. Их наличие связывается с образованием временных магнитных ловушек [59].

Во время всплесков яркостная температура электромагнитного излучения может составлять сотни миллиардов градусов.

Кроме Солнца на небосводе наблюдаются другие дискретные источники радиоизлучения:

- планеты Солнечной системы;
- туманности (тепловые и остатки вспышек сверхновых звезд);
- пульсары, посылающие импульсы с периодом от десятков секунд до нескольких секунд;
- радиогалактики, интенсивность излучения которых в радиодиапазоне в 10–2000 раз больше, чем интенсивность фонового радиоизлучения нашей Галактики [59];
- квазары.

Значения яркостной температуры радиоизлучения дискретных источников для различных диапазонов частот представлены в табл. 2.3, составленной по данным работ [59, 27].

Таблица 2.3

**ЗНАЧЕНИЯ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ [59, 27]**

Источник электромагнитного излучения	Диапазон длин волн			
	метровые	дециметро- вые	сантимет- ровые	миллимет- ровые
Солнце	1000000	20000	5700	5700
Луна	250	230	220	200
Меркурий	300	300	300	300
Венера	–	600	600	300
Марс	180	180	180	180
Юпитер	10000	1000	300	140
Сатурн	120	120	120	120
Тепловые туманности	~10000	~10000	~10000	~10000
Остатки вспышек сверхновых звезд	~10000	~10000	~10000	~10000

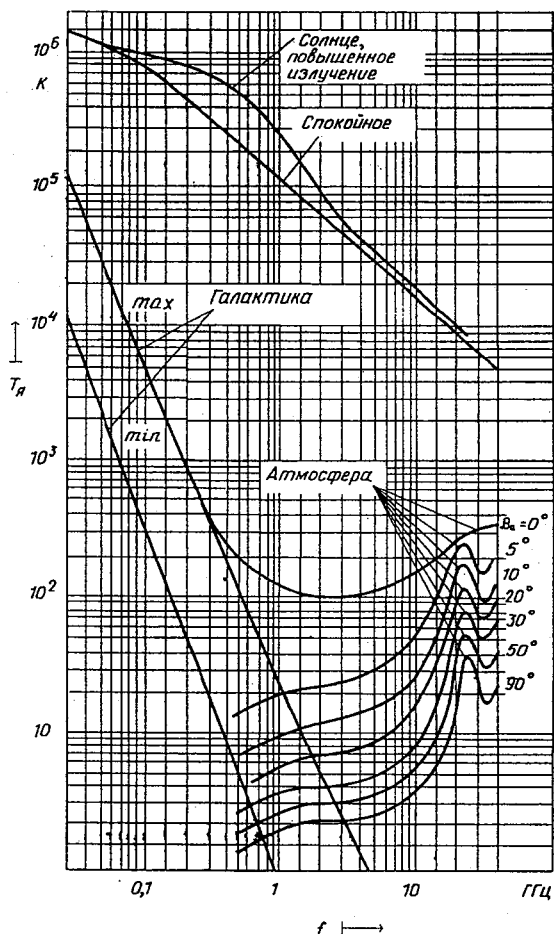


Рис. 2.5. Зависимость интенсивности электромагнитного излучения от частоты [60]

Нейтральный водород, сконцентрированный в основном в галактической плоскости, излучает радиоволны с длиной $\lambda = 21$ см, при этом $T_{\text{я}} = 100$ К. Радиоизлучение водорода, находящегося в тепловых туманностях, имеет яркостную температуру $T_{\text{я}} = 1$ К [59].

Реликтовое радиоизлучение межгалактического пространства имеет яркостную температуру $T_{\text{я}} = 2,7 \text{ K}$ [59].

Тепловое электромагнитное излучение атмосферы Земли формируется за счет теплового излучения кислорода, водяного пара (рис. 2.5) и гидрометеоров, при этом интенсивность излучения характеризуется значением коэффициента поглощения электромагнитных волн (ср. рис. 2.5 с рис. 1.3). На рис. 2.5 представлены также зависимости яркостной температуры электромагнитного излучения Солнца и Галактики от частоты.

Таким образом, существует космическое электромагнитное излучение широкого спектра, состоящее из излучений отдельных точечных источников и плавно меняющегося по небосводу фонового радиоизлучения Галактики, имеющего непрерывный частотный спектр. Излучение Солнца обладает наибольшей изменчивостью и зависит от степени его активности. Излучение точечных источников, за исключением Солнца, невелико по сравнению с пространственно-распределенным фоновым радиоизлучением Галактики.

Фоновое радиоизлучение Галактики является непрерывным по пространству источником излучения. Интенсивность радиоизлучения увеличивается по мере приближения к плоскости и центру Галактики. Непосредственно вдоль галактической плоскости наблюдается уменьшение интенсивности излучения из-за поглощения в межзвездной среде. Таким образом, фоновое радиоизлучение Галактики существует круглые сутки и распределено по всему небосводу.

При электромагнитном просвечивании атмосферы фоновым радиоизлучением Галактики в диапазоне частот низкочастотного "окна радиопрозрачности" излучение не испытывает значительного поглощения в ионосфере и тропосфере.

Рассеяние фонового радиоизлучения Галактики на неоднородностях показателя преломления формирует "несобственное" радиоизлучение атмосферы, которое существует круглые сутки.

Поскольку неоднородности показателя преломления перемещаются со скоростью ветра, то "несобственное" радиоизлучение атмосферы несет в себе информацию о поле ветра в атмосфере.

Глава 3.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ МЕТЕОПАРАМЕТРОВ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Распространение электромагнитных волн через атмосферу сопровождается рассеянием и поглощением энергии волн. Следствием явления рассеяния является изменение фазы волны и изменение наклона поверхности фронта волны.

Фаза волны в пункте регистрации может быть представлена в виде

$$S = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{L_n} n(z) dl, \quad (3.1)$$

где S — фаза электромагнитной волны, радианы;

λ — длина волны, м;

L_n — расстояние до источника излучения, м;

z — высота над поверхностью Земли, м.

Если показатель преломления $n(z) = \overline{n(z)} + \delta n(z)$ представить в виде

$$\begin{aligned} n(z) &= 1 + \overline{n(z)} - 1 = \\ &= 1 + (\overline{n(z)} - 1) + \delta n(z), \end{aligned} \quad (3.2)$$

то фазу волны можно представить как результат распространения волны в вакууме, влияния слоистых неоднородностей атмосферы и влияния турбулентных неоднородностей:

$$\begin{aligned} S &= S_0 + S_{\text{сл}} + S_{\text{турб}} = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L_n + \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{L_n} (\overline{n(z)} - 1) dl + \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{L_n} \delta n(z) dl, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где S_0 — фаза волны при распространении в вакууме, радианы;

$S_{\text{сл}}$ — изменение фазы при распространении через слоистые неоднородности атмосферы, радианы;

$S_{\text{турб}}$ — изменение фазы при распространении через турбулентные неоднородности атмосферы, радианы.

Наклон поверхности фронта волны (угол рефракции) определяется по разности фаз волны в двух точках пространства. Угол рефракции определяется выражением

$$\beta_{\text{рефр}} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{l_{1,2}} (S_1 - S_2), \quad (3.4)$$

где $\beta_{\text{рефр}}$ — угол рефракции, радианы;
 $l_{1,2}$ — расстояние между точками, м;
 S_1, S_2 — значение фазы волны в первой и второй точке пространства, радианы.

Таким образом, угол места источника излучения определяется как истинный угол и поправка на влияние атмосферной рефракции:

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_0 + \beta_{\text{рефр}} = \beta_0 + \beta_{\text{сл}} + \beta_{\text{турб}} = \\ &= \beta_0 + \frac{1}{l} \int_0^{L_{\text{и}}} (\overline{n_1(z)} - \overline{n_2(z)}) dl + \frac{1}{l} \int_0^{L_{\text{и}}} (\delta n_1(z) - \delta n_2(z)) dl, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где β_0 — угол места источника излучения при отсутствии атмосферы, радианы;
 $\beta_{\text{сл}}$ — угол рефракции за счет влияния слоистообразных неоднородностей, радианы;
 $\beta_{\text{турб}}$ — угол рефракции за счет влияния турбулентных неоднородностей, радианы.

На основании анализа уравнения (3.5) можно сделать вывод о том, что угол места источника излучения меняется со временем при изменении состояния атмосферы, причем медленные изменения связаны с изменениями профиля температуры, влажности и давления, быстрые — с упорядоченными и турбулентными движениями неоднородностей атмосферы.

3.1. Определение профиля температуры воздуха и атмосферного давления

При просвечивании атмосферы электромагнитным излучением космических источников измеряется угол рефракции (угол между действительным и кажущимся направлением на источник излу-

ния). В случае проведения наблюдений в оптическом диапазоне длин волн угол рефракции определяется по смещению изображения в фокальной плоскости телескопа. При регистрации электромагнитного излучения в радиодиапазоне угол рефракции определяется по уменьшению амплитуды волны за счет явления рефракции. Затем производится расчет профиля показателя преломления, по которому восстанавливаются профили температуры и давления воздуха.

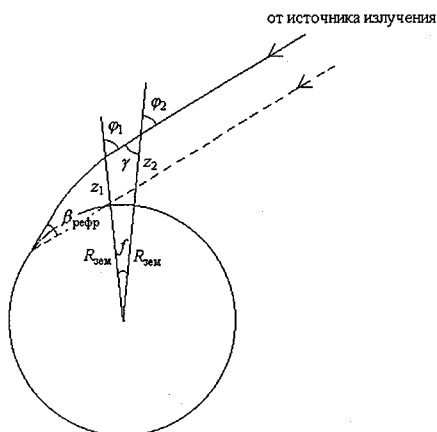


Рис. 3.1. Рефракция электромагнитных волн в атмосфере Земли

При рассмотрении явления рефракции при распространении электромагнитного излучения атмосфера представляется в виде однородных слоев сферической формы. При переходе электромагнитной волны из слоя атмосферы с показателем преломления $n(z_2)$ в слой атмосферы с показателем $n(z_1)$ направление распространения фронта волны изменяется в соответствии с уравнением (рис. 3.1) [1]:

$$n(z_1) \sin \gamma = n(z_2) \sin \varphi_2, \quad (3.6)$$

где $n(z_1)$, $n(z_2)$ — показатель преломления на высоте z_1 и z_2 соответственно;

φ_2 — угол между лучевой линией и нормалью к сферическому слою на высоте z_2 , радианы;

γ — угол между лучевой линией и нормалью к сферическому слою после преломления, радианы.

Углы φ_1 и γ связаны соотношением

$$(R_{\text{зем}} + z_2) \sin \gamma = (R_{\text{зем}} + z_1) \sin \varphi_1, \quad (3.7)$$

где $R_{\text{зем}}$ — радиус Земли, среднее значение которого равно 6370000 м;

φ_1 — угол между лучевой линией и нормалью к сферическому слою на высоте z_1 , радианы.

При подстановке соотношения (3.7) в (3.6) получается выражение для распространения электромагнитных волн в сферически симметричной атмосфере:

$$n(z_1)(R_{\text{зем}} + z_1) \sin \varphi_1 = n(z_2)(R_{\text{зем}} + z_2) \sin \varphi_2. \quad (3.8)$$

Пусть $z_1 = 0$, т.е. нижняя граница слоя совпадает с поверхностью Земли, тогда

$$n(0)R_{\text{зем}} \sin \varphi(0) = n(z)(R_{\text{зем}} + z) \sin \varphi(z) \quad (3.9)$$

где $n(0)$ — значение показателя преломления у поверхности Земли;

$\varphi(0)$ — зенитный угол источника излучения, радианы.

Изменение угла рефракции $d\beta_{\text{рефр}}$ определяется сферичностью слоев атмосферы и метеорологическими параметрами этих слоев (см. рис. 3.1):

$$d\beta_{\text{рефр}}(z) = df(z) + d\varphi(z). \quad (3.10)$$

Угол рефракции в этом случае равен:

$$\beta_{\text{рефр}} = \int_0^{L_H} \frac{d\beta(z)}{dz} dz = \int_0^{L_H} \left(\frac{df(z)}{dz} + \frac{d\varphi(z)}{dz} \right) dz. \quad (3.11)$$

Изменение угла f с высотой определяется выражением (см. рис. 3.1):

$$\frac{df(z)}{dz} = \frac{\operatorname{tg} \varphi(z)}{(R_{\text{зем}} + z)}. \quad (3.12)$$

Изменение угла φ с высотой определяется путем дифференцирования уравнения (3.9):

$$\begin{aligned}
 \frac{d\varphi(z)}{dz} &= -\frac{n(0)R_{\text{зем}} \sin \varphi(0)}{(R_{\text{зем}} + z) \cos \varphi(z)} \frac{1}{n(z)^2} \frac{dn(z)}{dz} - \\
 &\quad - \frac{n(0)R_{\text{зем}} \sin \varphi(0)}{n(z)(R_{\text{зем}} + z) \cos \varphi(z)} = \\
 &= -\frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \operatorname{tg} \varphi(z) - \frac{\operatorname{tg} \varphi(z)}{(R_{\text{зем}} + z)}. \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

При подстановке уравнений (3.12) и (3.13) в уравнение (3.11) получается

$$\beta_{\text{рефр}} = - \int_0^{L_H} \frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \operatorname{tg} \varphi(z) dz. \quad (3.14)$$

Можно перейти от множителя $\operatorname{tg} \varphi(z)$ к выражению, зависящему от показателя преломления $n(z)$, используя уравнение (3.9):

$$\begin{aligned}
 \operatorname{tg} \varphi(z) &= \frac{\sin \varphi(z)}{\cos \varphi(z)} = \frac{\sin \varphi(z)}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi(z)}} = \\
 &= \frac{n(0)R_{\text{зем}} \sin \varphi(0)}{\sqrt{n(z)^2 (R_{\text{зем}} + z)^2 - n(0)^2 R_{\text{зем}}^2 \sin^2 \varphi(0)}}. \quad (3.15)
 \end{aligned}$$

Тогда уравнение (3.14) принимает вид

$$\begin{aligned}
 \beta_{\text{рефр}} &= -n(0)R_{\text{зем}} \sin \varphi(0) \times \\
 &\times \int_0^{L_H} \frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \frac{1}{\sqrt{n(z)^2 (R_{\text{зем}} + z)^2 - n(0)^2 R_{\text{зем}}^2 \sin^2 \varphi(0)}} dz. \quad (3.16)
 \end{aligned}$$

Уравнение для определения профиля $n(z)$ получается в результате применения преобразования Абеля к уравнению (3.16). В результате преобразования получается [1]:

$$n(z) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \beta_{\text{рефр}}(\beta) \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sqrt{1 - \frac{n(z)^2 (R_{\text{зем}} + z)^2}{n(0)^2 R_{\text{зем}}^2 \cos^2 \beta}}} d\beta. \quad (3.17)$$

Для решения уравнения (3.17) необходимо знать угловое распределение значений угла рефракции $\beta_{\text{рефр}}(\beta)$, определяемое из данных о рефракционном ослаблении потока радиоизлучения $Y_{\text{рефр}}$, определяемого как отношение потока на верхней границе атмосферы к потоку на уровне поверхности Земли.

По рассчитанной зависимости $n(z)$ можно рассчитать распределение по высоте температуры и давления воздуха. Для этого необходимо воспользоваться системой уравнений (уравнение состояния, уравнение статики, уравнение для показателя преломления):

$$P = N_m k T, \quad (3.18)$$

$$dP = -m_m N_m g dz, \quad (3.19)$$

$$n = 1 + \frac{\beta_m N_m}{2}, \quad (3.20)$$

где P — атмосферное давление, Па;
 N_m — число молекул воздуха в единичном объеме, м^{-3} ;
 k — постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;
 T — температура воздуха, К;
 m_m — масса молекул воздуха, кг;
 g — ускорение свободного падения, м/с^2 ;
 β_m — поляризуемость молекулы воздуха, м^3 .

Для определения профиля атмосферного давления из уравнения

$$P = P_0 + \int_z^{z_0} \frac{dP}{dz} dz, \quad (3.21)$$

и уравнений (3.18)–(3.20) получается выражение

$$P(z) = \frac{2(n(z_0) - 1)}{\beta_m} k T_0 - \int_z^{z_0} \frac{2m_m g (n(z) - 1)}{\beta_m} dz. \quad (3.22)$$

Профиль температуры воздуха получается из уравнения, получаемого из (3.22), (3.18) и (3.20):

$$T(z) = \frac{(n(z_0) - 1)}{(n(z) - 1)} \cdot T_0 - \frac{1}{k(n(z) - 1)} \int_z^{z_0} m_m g (n(z) - 1) dz. \quad (3.23)$$

Для расчета профилей $P(z)$ и $T(z)$ необходимо задать значение температуры T_0 на некоторой высоте z_0 . С целью уменьшения влияния неточности задания температуры T_0 , следует выбирать уровень z_0 в верхней части атмосферы ($z_0 > z$).

Данный метод электромагнитного просвечивания атмосферы в радиодиапазоне позволяет восстанавливать профили температуры с точностью не хуже $\pm 1^\circ\text{C}$ и давления с точностью $\pm 0,1\%$ на высотах более 10 км, где содержание водяного пара мало [4]. Присутствие влаги в тропосфере приводит к ошибкам определения температуры и давления до $\pm 10\%$ [4]. Для расчета профилей $T(z)$ и $P(z)$ на высотах ниже 10 км необходимо задание профиля влажности $e(z)$ с точностью не хуже $\pm 2\%$ на уровне поверхности Земли и $\pm 13\%$ на уровне 5 км [4]. При этом пространственное разрешение соответствует размерам первой зоны Френеля.

3.2. Определение параметров атмосферных движений

Задача электромагнитного просвечивания атмосферы Земли с целью определения параметров атмосферных движений ставится следующим образом. Пусть известно распределение источников излучения по пространству и измеряется электромагнитное поле в районе приемной антенны. Требуется определить профиль ветра с высотой или, в частном случае, скорость и направление ветра на высоте расположения неоднородностей атмосферы. Такая постановка задачи является обратной задачей просвечивания атмосферы. Для построения модели расчета метеопараметров атмосферы по измеренным значениям электромагнитного поля необходимо первоначально решить прямую задачу просвечивания: расчет электромагнитного поля в районе приемной антенны по известному распределению источников излучения и известным электрическим и метеорологическим параметрам атмосферы. Именно прямая задача просвечивания рассматривается ниже.

Следует выделить два типа источников зондирующего электромагнитного излучения: точечные и пространственно-распределенные. Измерения параметров электромагнитного поля в одной точке пространства (телескоп, приемная антенна с узкой диаграммой направленности) позволяют оценить интегральную скорость переноса неоднородностей атмосферы в перпендикулярном к лучевой линии

направлении при регистрации излучения точечного источника. Измерения в двух и более точках пространства (приемные системы из нескольких антенн) дают возможность определять проекции скорости ветра на линию базы, соединяющую пару приемных антенн.

3.2.1. Регистрация электромагнитного излучения в одной точке пространства

В астрономии при наблюдении звезд наблюдаются эффекты, связанные с влиянием атмосферы на качество регистрируемых изображений. В частности, наблюдается дрожание и мерцание звезд. Изображение звезды в телескопе при отсутствии неоднородностей атмосферы находится в точке O точно на оптической оси в фокусе объектива (рис. 3.2). Из-за флуктуаций фазы, связанных с турбулентными неоднородностями атмосферы, фронт волны искривляется. В результате, изображение звезды смещается в точку O' . При этом геометрическая разность пути ΔL от источника излучения до точки O' через противоположные края объектива приблизительно равна [53]

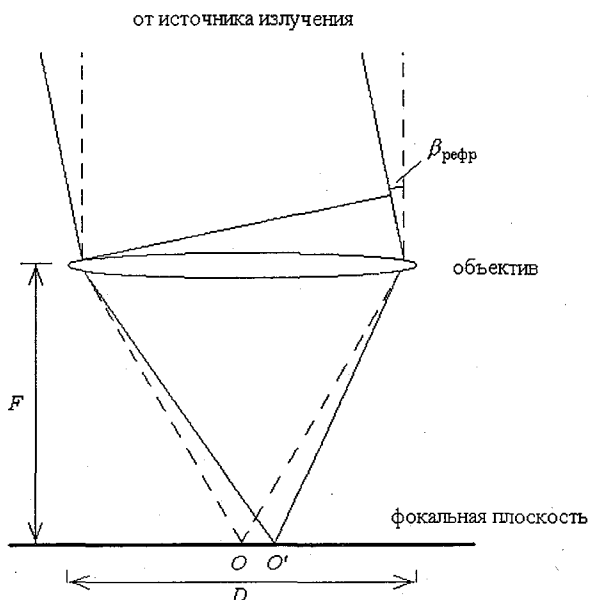


Рис. 3.2. Дрожание изображений звезд

$$\Delta L = \frac{D \cdot d}{F}, \quad (3.24)$$

где ΔL — геометрическая разность пути, м;
 D — диаметр объектива, м;
 d — расстояние между точками O и O' , м;
 F — фокусное расстояние, м.

Разность фаз волн, идущих от краев объектива, равна [53]

$$S_1 - S_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{D \cdot d}{F}. \quad (3.25)$$

Связь между отклонениями изображения звезды в фокальной плоскости и неоднородностями атмосферы получается из уравнений (3.25) и (3.3):

$$d = \frac{F}{D} \cdot \int_0^{L_H} (\delta n_1(z) - \delta n_2(z)) dz. \quad (3.26)$$

Автокорреляционная функция флуктуаций дрожания звезд определяется выражением:

$$R_d(\tau) = \frac{F^2}{D^2} \int_0^{L_H} (\delta n_1(t, z) - \delta n_2(t, z)) dz \times \int_0^{L_H} (\delta n_1(t + \tau, z) - \delta n_2(t + \tau, z)) dz. \quad (3.27)$$

На рис. 3.3 представлено изображение группы из пяти звезд, полученное на пластине, располагающейся в фокальной плоскости объектива телескопа при различном времени экспозиции пластины.

Рис. 3.3, *а* соответствует изображению группы звезд, которое было бы сформировано в фокальной плоскости большого телескопа при отсутствии неоднородностей атмосферы; рис. 3.3, *б* — короткоэкспозиционное изображение этой же группы звезд (типичное спекл-изображение). На рис. 3.3, *в* представлено изображение той же группы звезд, полученное при длительной экспозиции при обычных атмосферных условиях (так называемый турбулентный диск). Параметры турбулентного диска зависят от масштаба и интенсивности неоднородностей атмосферы.

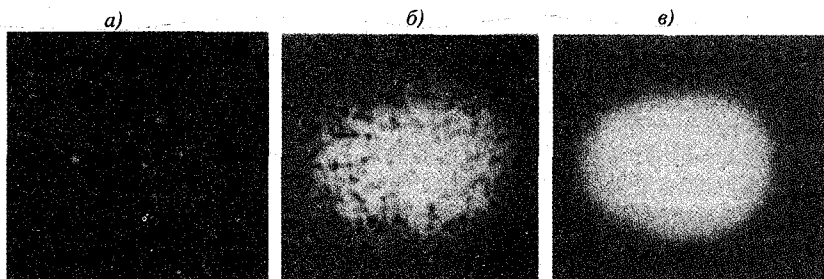


Рис. 3.3. Изображение группы звезд при различном времени экспозиции [117]

а — при отсутствии неоднородностей атмосферы;

б — короткая экспозиция;

в — длительная экспозиция.

Поскольку угол рефракции $\beta_{\text{рефр}} = \frac{d}{F}$ и в данном случае обусловлен в основном влиянием турбулентных неоднородностей, то согласно (3.26) получается

$$\beta_{\text{рефр}} = \frac{1}{D} \int_0^{L_n} (\delta n_1(z) - \delta n_2(z)) dz. \quad (3.28)$$

Среднеквадратическое значение флуктуаций углов прихода σ_β зависит от расстояния от горизонта, т.е. от угла места источника и растет пропорционально $\sqrt{L_n}$, где L_n — длина пути, проходимого лучом в атмосфере.

Результаты экспериментальных измерений можно аппроксимировать выражением вида

$$\sigma_\beta = \sigma_0 L^p, \quad (3.29)$$

где σ_0 и p — коэффициенты, определяемые методом наименьших квадратов.

Результаты обработки наблюдений дрожания звезд в зависимости от угла места источника излучения β представлены в табл. 3.1 по данным работы [53].

Таблица 3.1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ДРОЖАНИЕМ ЗВЕЗД [53]

Место наблюдения	Инструмент	D , мм	F , м	Угол места β , °	Коэффициент p	Высота, м
Москва	Рефрактор	380	6,5	от 0 до 90	0,51	—
Казань	Меридианный круг	—	—	большой умеренный	$> 0,5$ $0,5$	—
Кенигсберг	Рефрактор	330	—	от 0 до 35 от 35 до 90	$> 0,0$ $\approx 0,0$	—
Ташкент	—	—	—	от 0 до 90	0,83(зима)	—
Ташкент	—	—	—	от 0 до 90	0,45(лето)	—
Копенгаген	—	—	—	от 0 до 90	$< 0,5$	—
Алма-Ата	Рефрактор	30	0,5	от 0 до 90	0,5	—
Центральная Африка	Рефрактор	—	—	от 0 до 90	от 0,5 до 1,0	от 2100 до 4550
Лунд	—	—	—	от 0 до 90	1,00	—
Алма-Ата	Горизонтальный телескоп	—	3	от 10 до 90	$\approx 0,0$	—
Голосеево	Астрограф	400	5,5	от 0 до 90	$0,53 \pm 0,06$	—
Анапа	Телескоп АЗТ-7	200	10	от 0 до 90	0,75	—
Казахстан	Рефрактор	200	0,3	от 0 до 90	0,36	—
Пулково	Телескоп АЗТ-7	200	10	от 0 до 90	от 0,0 до 0,5	—
Казахстан	Телескоп АЗТ-7	200	10	от 0 до 90	$\approx 0,0$	от 1100 до 2200
Казахстан	Рефрактор	200	15,7	от 0 до 90	$\approx 0,0$	от 1100 до 2200
Казахстан	Телескоп АЗТ-7	200	10	от 0 до 90	≤ 0	1115
Таджикистан	Телескоп АЗТ-7	200	10	от 0 до 90	от 0,52 до 0,60	от 2237 до 2260
Голосеево	Телескоп АЗТ-7	200	10	от 0 до 90	$0,51 \pm 0,07$	—
Южная Америка	Рефлектор	200	—	от 0 до 90	$0,43 \pm 0,04$	—

3.2.2. Регистрация электромагнитного излучения в нескольких точках пространства

Рассеянное на неоднородностях атмосферы электромагнитное поле имеет дифракционную структуру (в статистическом смысле) на поверхности Земли. Перемещение неоднородностей в воздушном

потоке приводит к смещению дифракционной картины по земной поверхности со скоростью ветра. Измерения напряженности электрического поля в трех точках пространства, расположенных в горизонтальной плоскости (при горизонтальных движениях в атмосфере), дают информацию о скорости и направлении движений воздуха (две проекции скорости) на высоте расположения неоднородностей атмосферы. Основным методом анализа регистрируемого радиоизлучения является расчет взаимных корреляционных функций между сигналами, принятыми двумя разнесенными антеннами, которые в совокупности представляют собой двухэлементный интерферометр. Корреляционная обработка является квазиоптимальной при решении задачи обнаружения источника излучения на фоне излучения других источников [72]. Существуют два типа корреляционной обработки: когерентная корреляция и корреляция интенсивностей. Первый тип обработки требует взаимной когерентности полей на приемных элементах через интервал временной задержки. Второй тип обработки не использует фазовую информацию, а использует только амплитудную информацию двух сигналов. Далее рассматривается только второй тип обработки на основе обобщения теоретических положений, изложенных в работах [11, 14], на случай разнесенных в пространстве антенн и пространственно-распределенного источника электромагнитного излучения.

Взаимная корреляционная функция между интенсивностями электромагнитного излучения в районе первой и второй приемных антенн, а значит, и между интенсивностями сигналов с выходов двух приемных антенн, определяется выражением

$$B_I(t_1, t_2) = \langle (I_1(t_1) - \langle I_1 \rangle)(I_2^*(t_2) - \langle I_2 \rangle) \rangle, \quad (3.30)$$

где $I_1(t_1)$ — интенсивность электромагнитного излучения в районе первой антенны в момент времени t_1 ;

$I_2(t_2)$ — интенсивность электромагнитного излучения в районе второй антенны в момент времени t_2 ;

$\langle I_1 \rangle$ — среднее значение интенсивности электромагнитного излучения в районе первой антенны;

$\langle I_2 \rangle$ — среднее значение интенсивности электромагнитного излучения в районе второй антенны.

Символом $\langle \dots \rangle$ обозначено осреднение по времени, а символом * обозначено комплексно-сопряженное значение.

Интенсивность электромагнитного излучения в районе первой и второй приемных антенн определяется выражениями:

$$I_1(t_1) = \frac{1}{\rho^2} \langle \mathbf{E}_1(t_1) \mathbf{E}_1^*(t_1) \rangle =$$

$$= \frac{1}{\rho^2} \langle [\mathbf{E}_{\text{однор},1}(t_1) + \mathbf{E}_{\text{расс},1}(t_1)] [\mathbf{E}_{\text{однор},1}^*(t_1) + \mathbf{E}_{\text{расс},1}^*(t_1)] \rangle, \quad (3.31)$$

$$I_2(t_2) = \frac{1}{\rho^2} \langle \mathbf{E}_2(t_2) \cdot \mathbf{E}_2^*(t_2) \rangle =$$

$$= \frac{1}{\rho^2} \langle [\mathbf{E}_{\text{однор},2}(t_2) + \mathbf{E}_{\text{расс},2}(t_2)] [\mathbf{E}_{\text{однор},2}^*(t_2) + \mathbf{E}_{\text{расс},2}^*(t_2)] \rangle, \quad (3.32)$$

где ρ — волновое сопротивление атмосферы при отсутствии поглощения (в диапазоне низкочастотного окна радиопрозрачности), примерно равное $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$ Ом.

Здесь символом $\langle \dots \rangle$ обозначено осреднение за несколько периодов электромагнитной волны. Поскольку напряженность электрического поля при распространении в однородной атмосфере и напряженность рассеянного поля некоррелированы, то интенсивность излучения равна

$$I_1(t_1) = I_{\text{однор},1}(t_1) + \frac{1}{\rho^2} \langle \mathbf{E}_{\text{расс},1}(t_1) \mathbf{E}_{\text{расс},1}^*(t_1) \rangle, \quad (3.33)$$

$$I_2(t_2) = I_{\text{однор},2}(t_2) + \frac{1}{\rho^2} \langle \mathbf{E}_{\text{расс},2}(t_2) \mathbf{E}_{\text{расс},2}^*(t_2) \rangle, \quad (3.34)$$

где $I_{\text{однор},1}(t_1) = \frac{1}{\rho^2} \langle \mathbf{E}_{\text{однор},1}(t_1) \mathbf{E}_{\text{однор},1}^*(t_1) \rangle;$

$$I_{\text{однор},2}(t_2) = \frac{1}{\rho^2} \langle \mathbf{E}_{\text{однор},2}(t_2) \mathbf{E}_{\text{однор},2}^*(t_2) \rangle.$$

При осреднении интенсивности за длительный период времени

$$\langle I_1 \rangle = I_{\text{однор},1}(t_1), \quad (3.35)$$

$$\langle I_2 \rangle = I_{\text{однор},2}(t_2). \quad (3.36)$$

Таким образом, взаимная корреляционная функция в предположении, что $I_1(t)$ и $I_2(t)$ являются стационарными случайными процессами в широком смысле [73], принимает вид

$$B_I(\tau) = \frac{1}{\rho^4} \langle \langle \mathbf{E}_{\text{расс},1}(t) \mathbf{E}_{\text{расс},1}^*(t) \rangle \langle \mathbf{E}_{\text{расс},2}(t+\tau) \mathbf{E}_{\text{расс},2}^*(t+\tau) \rangle \rangle. \quad (3.37)$$

Выражение для первого сомножителя $\langle \mathbf{E}_{\text{расс},1}(t) \mathbf{E}_{\text{расс},1}^*(t) \rangle$ после подстановки формулы (1.85), в предположении однократного рассеяния (приближение Борна) и некоррелированности источников радиоизлучения $E_0(\alpha, \beta)$ [74], принимает вид (рис. 3.4)

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}_{\text{расс},1}(t) \mathbf{E}_{\text{расс},1}^*(t) \rangle &= \frac{k^4}{64\pi^4 \rho^4} \left\langle \int_{V_1} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \Delta n(x, y, z) \frac{E_0(\alpha, \beta)}{r_1} e^{-ikr_{01}} \sin \gamma_1 d\beta d\alpha dV_1 \times \right. \\ &\quad \left. \times \int_{V_2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \Delta n(x+l_x, y+l_y, z+l_z) \frac{E_0(\alpha, \beta)}{r_2} e^{ikr_{02}} \sin \gamma_2 d\beta d\alpha dV_2 \right\rangle = \\ &= \frac{k^4}{16\pi^3 \rho^4} \left\langle \int_{V_1} \int_{V_2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \Delta n(x, y, z) \Delta n(x+l_x, y+l_y, z+l_z) \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{E_0^2(\alpha, \beta)}{r_1 r_2} e^{ik\Delta r} \sin \gamma_1 \sin \gamma_2 d\beta d\alpha dV_2 dV_1 \right\rangle, \quad (3.38) \end{aligned}$$

где $\Delta n(x, y, z)$ — относительное значение флуктуации показателя преломления в первом рассеивающем объеме dV_1 ;
 $\Delta n(x+l_x, y+l_y, z+l_z)$ — относительное значение флуктуации показателя преломления во втором рассеивающем объеме dV_2 ;

x, y, z	— декартовы координаты с началом координат в точке расположения первой антенны;
l_x, l_y, l_z	— декартовы координаты с началом координат в точке расположения первого рассеивающего объема dV_1 ;
$E_0(\alpha, \beta)$	— распределение напряженности первичного электрического поля по небесной сфере;
α, β	— азимутальный угол и угол места источника излучения;
r_{01}, r_{02}	— расстояние до источников излучения;
r_1, r_2	— расстояние от первой приемной антенны до первого dV_1 и второго dV_2 рассеивающих объемов соответственно;
$\sin \gamma_1, \sin \gamma_2$	— диаграммы направленности рассеивающих объемов dV_1 и dV_2 соответственно;
γ_1, γ_2	— угол между плоскостью вектора напряженности первичного электрического поля и направлением рассеяния для первого и второго рассеивающих объемов соответственно.

Здесь предполагается, что амплитуда первичного электромагнитного излучения постоянна по всему пространству. Для упрощения можно положить, что направление рассеяния незначительно отклоняется от первоначального направления, тогда диаграммы направленности элементарных рассеивающих объемов приближенно равны: $\sin \gamma_1 \approx \sin \gamma'_1 \approx \sin \gamma_2 \approx \sin \gamma'_2 \approx 1$. Аналогично можно представить и второй сомножитель в формуле (3.37).

Взаимная корреляционная функция между интенсивностями излучения, обусловленными рассеянием на неоднородностях, в этом случае принимает вид (см. рис. 3.4):

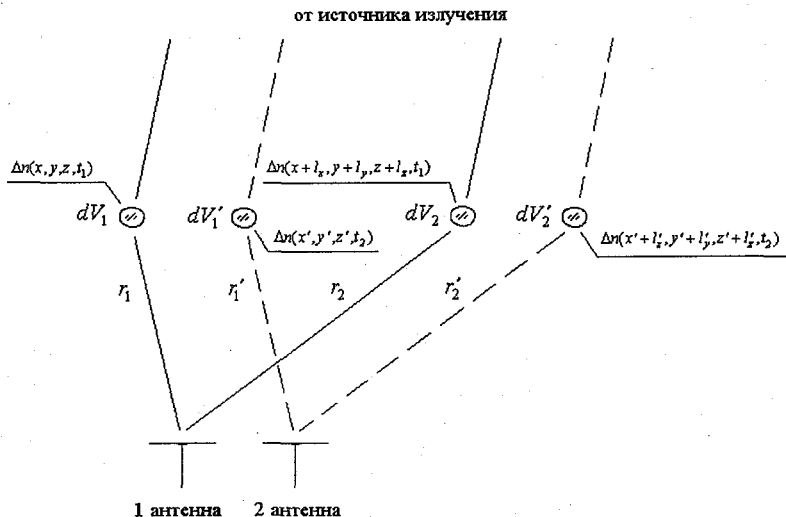


Рис. 3.4. Интерференция электромагнитных волн, рассеянных на неоднородностях показателя преломления

$$\begin{aligned}
 B_I(\tau) &= \frac{1}{\rho^4} \langle \langle \mathbf{E}_{\text{расс},1}(t) \mathbf{E}_{\text{расс},1}^*(t) \rangle \langle \mathbf{E}_{\text{расс},2}(t+\tau) \mathbf{E}_{\text{расс},2}^*(t+\tau) \rangle \rangle = \\
 &= \frac{k^8}{256\pi^6 \rho^4} \left\langle \int_{V_1} \int_{V_2} \int_0^{\frac{2\pi}{2}} \Delta n(x, y, z) \Delta n(x+l_x, y+l_y, z+l_z) \frac{E_0^2(\alpha, \beta)}{r_1 r_2} e^{ik\Delta r} d\beta d\alpha dV_2 dV_1 \times \right. \\
 &\quad \times \left. \int_{V_1} \int_{V_2} \int_0^{\frac{2\pi}{2}} \Delta n(x', y', z') \Delta n(x'+l'_x, y'+l'_y, z'+l'_z) \frac{E_0^2(\alpha, \beta)}{r'_1 r'_2} e^{ik\Delta r'} d\beta d\alpha dV'_2 dV'_1 \right\rangle = \\
 &= \frac{k^8}{64\pi^5 \rho^4} \int_{V_1} \int_{V_2} \int_0^{\frac{2\pi}{2}} \langle \Delta n^2(x, y, z) \Delta n^2(x+l_x, y+l_y, z+l_z) \rangle \times \\
 &\quad \times \delta(V_x \tau - L_x, V_y \tau - L_y, V_z \tau - L_z) \frac{E_0^4(\alpha, \beta)}{r_1^2 r_2^2} e^{ik\Delta r} d\beta d\alpha dV_2 dV_1, \quad (3.39)
 \end{aligned}$$

- где $\delta(V_x\tau - L_x, V_y\tau - L_y, V_z\tau - L_z)$ — дельта-функция;
 V_x, V_y, V_z — проекции скорости ветра на оси x, y, z , м/с;
 L_x, L_y, L_z — проекции линии базы на оси x, y, z , м;
 τ — временная задержка, с;

После интегрирования по всем источникам излучения (по всем направлениям) получается

$$B_l(\tau) = \frac{k^8}{32\pi^4 \rho^4} \iint_{V_1 V_2} R_n^2(V_x\tau - L_x, V_y\tau - L_y, V_z\tau - L_z) \frac{E_0^4}{r_1^2 r_2^2} dV_1 dV_2$$

или

$$B_l(\tau) = \frac{k^8}{32\pi^4 \rho^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_n^2(V_x\tau - L_x, V_y\tau - L_y, V_z\tau - L_z) \times \\ \times \frac{E_0^4}{r_1^2 r_2^2} dx dy dz dl_x dl_y dl_z. \quad (3.40)$$

Здесь введена пространственная корреляционная функция флуктуаций показателя преломления электромагнитных волн

$$R_n^2(x, y, z, l_x, l_y, l_z, V_x\tau - L_x, V_y\tau - L_y, V_z\tau - L_z) = \\ = \langle \Delta n^2(x, y, z) \Delta n^2(x + l_x, y + l_y, z + l_z) \rangle \cdot \delta(V_x\tau - L_x, V_y\tau - L_y, V_z\tau - L_z), \quad (3.41)$$

значение которой зависит от пространственных координат, а положение максимума определяется скоростью ветра. Введение бесконечных пределов интегрирования в формуле (3.40) позволяет проводить интегрирование по всему пространству, где функция Δn отлична от нуля.

В случае, когда скорость и направление ветра одинаковы во всей атмосфере, дельта-функцию можно вынести из-под знака интеграла, и тогда корреляционная функция интенсивностей излучения будет иметь вид дельта-функции, смещенной на интервал времени τ , необходимый для прохождения расстояния между антеннами со скоростью ветра, и с амплитудой, пропорциональной квадрату произведения флуктуаций показателя преломления четвертой степени

напряженности первичного электрического поля и обратно пропорциональной квадрату произведения расстояний до рассеивающих элементарных объемов.

Поскольку ветер в атмосфере является функцией высоты, то взаимная корреляционная функция будет обуславливаться суммой дельта-функций с разными задержками во времени τ . В этом случае взаимная корреляционная функция несет информацию об интегральных характеристиках атмосферных движений.

Однако в атмосфере флуктуации показателя преломления могут быть коррелированы. Предположение о существовании пространственной корреляционной функции справедливо только для мелкомасштабных турбулентных неоднородностей. Существование пространственной корреляционной функции ведет к "уширению" дельта-функции, однако смещения максимума при этом не происходит.

Вклад некоррелированных слоистообразных неоднородностей в корреляционную функцию R_n^2 на четыре порядка больше, чем вклад турбулентных неоднородностей, вследствие чего функция R_n^2 стремиться к дельта-функции, смещенной на временной интервал τ .

Таким образом, по положению максимума взаимной корреляционной функции можно определить скорость переноса неоднородностей атмосферы вдоль линии базы приемных антенн:

$$V_{\text{пр}} = \frac{L}{\tau}, \quad (3.42)$$

где $V_{\text{пр}}$ — проекция скорости ветра на направление базы приемных антенн, м/с;

L — расстояние между антеннами, м;

τ — сдвиг во времени, с.

Аппаратура для регистрации "несобственного" радиоизлучения атмосферы

В процессе исследований была создана экспериментальная установка, состоящая из двух приемных антенн (разнесенных на расстояние 2,08 м), соединенных коаксиальными кабелями длиной 35 м с двумя радиоприемниками, и регистрирующего устройства (рис. 3.5).

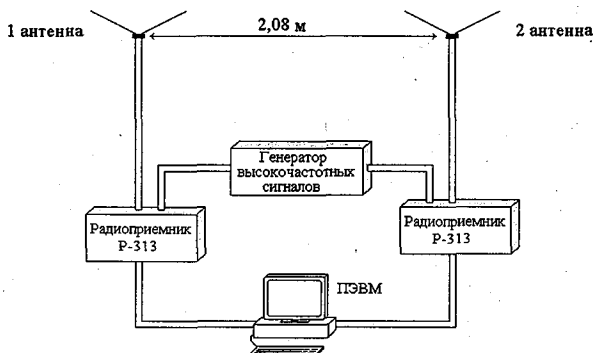


Рис. 3.5. Блок-схема экспериментальной установки

Приемные антенны полностью идентичны и представляют собой симметричные вибраторы. Плоскости вибраторов расположены параллельно, так что всюду между ними расстояние составляет 2,08 м. Внешний вид антенн представлен на рис. 3.6.

В качестве радиоприемных устройств используются стандартные приемники Р-313-М и Р-313-М2 с чувствительностью не хуже 30 и 3 мкВ соответственно в диапазоне используемых частот.

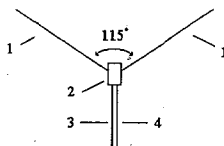


Рис. 3.6. Применяемые в экспериментальной установке антенны:

- 1 – плечо вибратора, длиной 1,1 м; 2 – согласующее устройство;
3 – коаксиальный кабель; 4 – провод заземления.

Сигналы с выхода приемников одновременно подаются на вход двухканального регистрирующего устройства, в качестве которого используется ПЭВМ типа IBM PC с платой записи звуковых данных DCS S817. Управление процессом регистрации осуществляется программой "Приемная система". Результаты измерений сохраня-

ются в формате звуковых файлов (wav). Калибровка радиоприемных устройств производится с использованием генератора высокочастотных сигналов Г4-116.

В процессе проведения экспериментов осуществлялась регистрация радиоизлучения на частотах, не занятых радио- и телевещательными станциями. Приемники настраивались на одну и ту же частоту по встроенным частотным шкалам. Ошибка в настройке частоты таким способом составляет около 100 кГц. В дальнейшем, с целью уменьшения рассогласования по частоте, приемники настраивались на частоту генератора высокочастотных сигналов Г4-116 по максимуму выходного сигнала приемников. Ошибка в настройке частоты в этом случае составляет около 10 кГц.

С помощью программы "Приемная система" устанавливаются следующие параметры регистрации радиоизлучения: число каналов регистрации, частота дискретизации, число уровней квантования, размер временного буфера хранения данных, а также длительность и периодичность регистрации. Процесс регистрации осуществляется в полностью автоматическом режиме: через заданные интервалы времени производится запись сигналов заданной продолжительности.

Основные характеристики платы записи звуковых данных представлены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

**ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАТЫ ЗАПИСИ ЗВУКОВЫХ
ДАННЫХ DCS S817**

Характеристика	Значение
Число каналов	2
Частота дискретизации, Гц	11025; 22050; 44100
Число уровней квантования	256; 65536
Диапазон напряжений на входе, В	±1

Алгоритм работы программы "Приемная система" следующий. После запуска программы автоматически задаются параметры регистрации и информация о радиоприемных устройствах в соответствии с параметрами предыдущего сеанса наблюдений. При необходимости осуществляется корректировка параметров. При нажатии кнопки с надписью "Старт" начинается процесс регистрации радиоизлучения: выделяются два блока памяти заданного размера для записи данных с выхода АЦП, устройству записи передаются параметры регистрации и команда начала записи. Дан-

ные с выхода АЦП записываются в первый выделенный блок памяти. После заполнения первого блока запись продолжается во второй. В это время из первого блока происходит чтение данных, вывод на экран монитора и запись на диск в формате звуковых файлов (wav). Затем первый блок памяти становится доступным для записи новых данных. По завершении записи данных во второй блок запись продолжается в первый блок, а из второго осуществляется чтение и так далее. Запись заканчивается по истечении времени регистрации или при нажатии кнопки с надписью "Стоп", или завершении работы программы. Через заданный интервал времени процесс записи повторяется. Внешний вид интерфейса программы представлен на рис. 3.7 и 3.8.

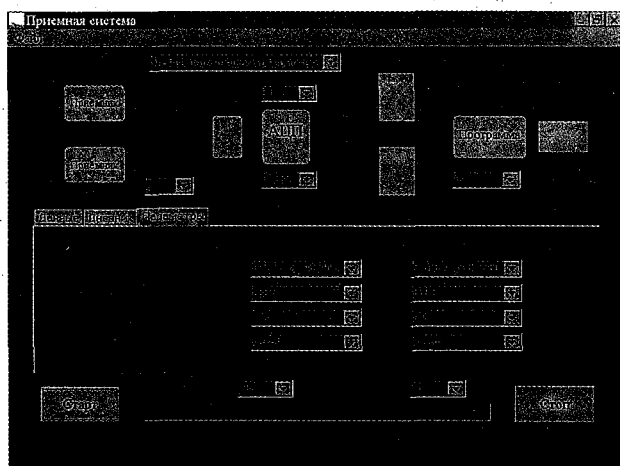


Рис. 3.7. Внешний вид интерфейса программы "Приемная система" при установке параметров регистрации радиоизлучения

Методика анализа экспериментальных данных, полученных при регистрации "несобственного" радиоизлучения атмосферы

Основой анализа полученных экспериментальных данных является расчет оценки взаимной корреляционной функции между интенсивностями сигналов с выхода первого и второго приемников, осуществляемый по формуле, дающей несмещенную оценку [74]:

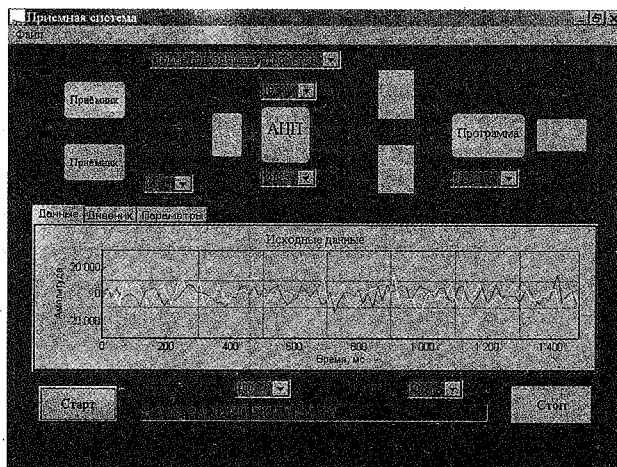


Рис. 3.8. Внешний вид интерфейса программы "Приемная система" в процессе регистрации радиоизлучения

$$\hat{B}_I(\tau) = \frac{1}{N-n} \sum_{i=1}^{N-n} I_1(t_i) I_2(t_i + \tau) - \frac{1}{N-n} \sum_{i=1}^{N-n} I_1(t_i) \frac{1}{N-n} \sum_{i=1}^{N-n} I_2(t_i + \tau), \quad (3.43)$$

- где $\hat{B}_I(\tau)$ — оценка взаимной корреляционной функции;
 i — номер отсчета;
 n — число отсчетов, обеспечивающее сдвиг по времени τ ;
 Δt — шаг дискретизации, с;
 $t_i = i\Delta t$ — текущее время, с;
 $\tau = n\Delta t$ — сдвиг по времени, с;
 N — число отсчетов интенсивности.

Среднеквадратическая ошибка несмещенной оценки взаимной корреляционной функции определяется как:

$$\langle [\hat{B}_I(\tau) - B_I(\tau)]^2 \rangle \sim \frac{1}{(T - |\tau|)^2}. \quad (3.44)$$

где $T = N\Delta t$ — период регистрации радиоизлучения, с.

Как видно, ошибка оценки мала при $T \gg \tau$. На практике достаточно, чтобы $\frac{\tau}{T} \leq (0,05 - 0,10)$ [40].

Ширина спектра сигнала на выходе приемника составляет несколько килогерц. Авторы работы [72] указывают, что для надежных оценок взаимной корреляционной функции при анализе структуры поля показателя преломления атмосферы необходимо предварительно осуществлять фильтрацию первичного широкополосного сигнала с выхода приемника узкополосным фильтром и только после этого осуществлять расчет оценки корреляционной функции.

Для осуществления цифровой узкополосной фильтрации используется дискретное преобразование Фурье со скользящим окном заданной ширины:

$$a_k(t_i) = \frac{2}{\Delta N} \sum_{i=0}^{\Delta N-1} x(t_i) \cos(2\pi f_k t_i) + \frac{2}{\Delta N} \sum_{i=\Delta N}^{N-1} [x(t_i) \cos(2\pi f_k t_i) - x(t_{i-\Delta N}) \cos(2\pi f_k t_{i-\Delta N})], \quad (3.45)$$

$$b_k(t_i) = \frac{2}{\Delta N} \sum_{i=0}^{\Delta N-1} x(t_i) \sin(2\pi f_k t_i) + \frac{2}{\Delta N} \sum_{i=\Delta N}^{N-1} [x(t_i) \sin(2\pi f_k t_i) - x(t_{i-\Delta N}) \sin(2\pi f_k t_{i-\Delta N})], \quad (3.46)$$

$$I_k(t_i) = a_k^2(t_i) + b_k^2(t_i), \quad (3.47)$$

- где $a_k(t_i), b_k(t_i)$ — коэффициенты преобразования Фурье;
 $I_k(t_i)$ — амплитуда сигнала;
 $x(t_i)$ — данные регистрации радиоизлучения;
 $f_k = k\Delta f$ — частота гармоники, Гц;
 $\Delta f = \frac{1}{N\Delta t}$ — шаг по частоте, Гц;
 k — номер частотной компоненты;
 ΔN — число отсчетов, обеспечивающее фильтрацию с полосой пропускания δf ;

$$\delta f = \frac{1}{\Delta N \Delta t} \quad - \text{полоса пропускания узкополосного фильтра, Гц.}$$

Окончательная оценка взаимной корреляционной функции получается осреднением оценок, полученных при различных положениях центральной частоты узкополосного фильтра.

Рассмотренная методика анализа регистрируемых данных реализована в виде программы "Анализ сигнала".

Алгоритм работы программы "Анализ сигнала" следующий. После запуска программы автоматически задаются параметры обработки предыдущего сеанса (рис. 3.9). При необходимости осуществляется корректировка параметров. При нажатии кнопки с надписью "Открыть" появляется диалоговое окно, позволяющее указать имя файла с результатами регистрации для последующей обработки. После нажатия кнопки "Старт" начинается обработка данных регистрации (рис. 3.10): осуществляется узкополосная фильтрация сигналов в заданном диапазоне частот гармоник и с заданной полосой пропускания, вычисляется амплитуда сигнала и значения оценки взаимной корреляционной функции. Результаты расчетов сохраняются в виде графического и текстового файлов.

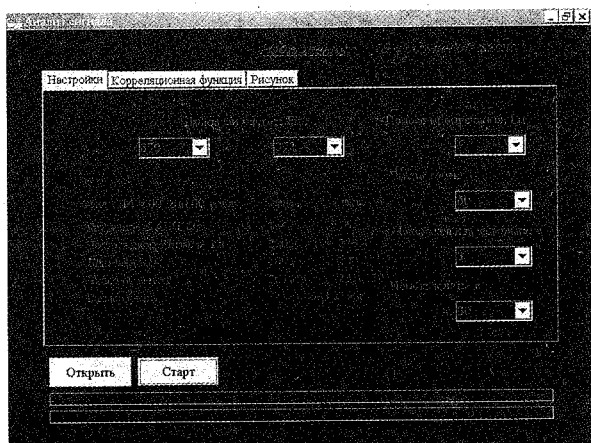


Рис. 3.9. Внешний вид интерфейса программы "Анализ сигнала" в режиме настройки параметров обработки сигналов

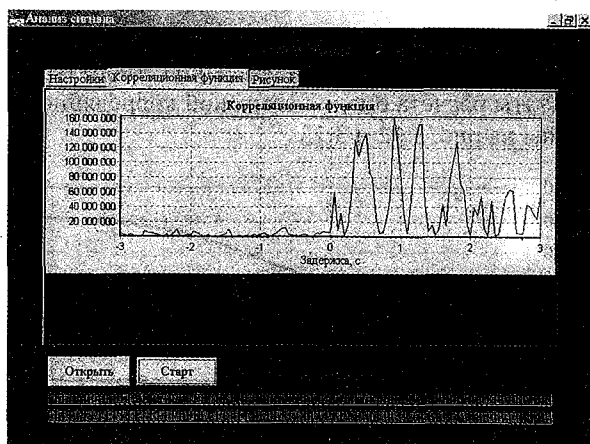


Рис. 3.10. Внешний вид интерфейса программы "Анализ сигнала" в режиме обработки сигналов

Анализ экспериментальных данных с целью определения параметров атмосферных движений

При проведении экспериментальных исследований по приему электромагнитного излучения, рассеянного на неоднородностях атмосферы, в основном использовались частоты, на которых, с одной стороны, преобладающее влияние оказывают тропосферные неоднородности ($f > 200$ МГц), с другой стороны, еще не слишком значителен собственный шум радиоприемника и несущественны эффекты, обусловленные многократным рассеянием электромагнитного излучения ($f < 300$ МГц). Зависимость интенсивности "несобственного" излучения элементарных неоднородностей тропосферы от частоты представлена на рис. 3.11.

Иллюстрацией полученных теоретических результатов являются данные наблюдений, проведенных в ходе экспериментов 5 апреля и 11 мая 2001 г. на частоте 229,6 МГц.

В первый из дней наблюдался южный ветер во всей тропосфере, а во второй – северный во всей тропосфере. Результаты аэрологических наблюдений в соответствующие дни в 16 ч на станции Санкт-Петербург представлены в табл. 3.3 и 3.4, где z – высота, α – направление ветра, V – скорость ветра, $V_{пр}$ – проекция скорости

ветра на линию базы приемных антенн, τ – ожидаемая временная задержка положения максимума взаимной корреляционной функции. Результаты расчета оценки взаимной корреляционной функции представлены на рис. 3.12 и 3.13.

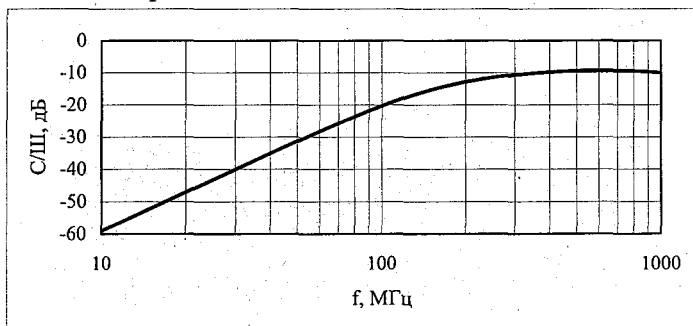


Рис. 3.11. Зависимость отношения сигнал/шум при регистрации "несобственного" радиоизлучения атмосферы от частоты

Из анализа полученных оценок видно, что в первом случае максимумы отдельных дельта-функций смещены в сторону отрицательных значений временной задержки τ , что соответствует движению от второй (южной) антенны к первой (северной). Во втором случае движение происходит по направлению от северной антенны к южной, что приводит к смещению максимумов дельта-функций в сторону положительных значений временной задержки τ . Таким образом, результаты измерений и данные аэрологических наблюдений совпадают по знаку временной задержки τ и позволяют определить направление перемещения воздушных объемов.

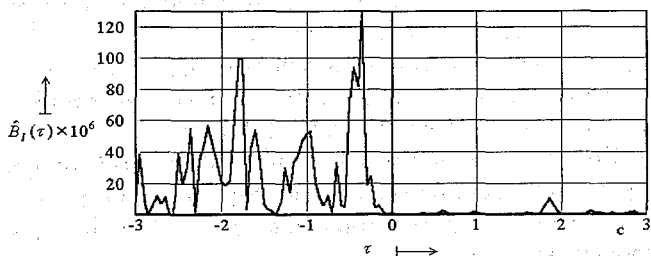


Рис. 3.12. Оценка взаимной корреляционной функции 5 апреля 2001 г. в 16 ч 00 мин на частоте 229,6 МГц

Таблица 3.3

**РЕЗУЛЬТАТЫ АЭРОЛОГИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
5 АПРЕЛЯ 2001 ГОДА В 16 Ч НА СТАНЦИИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГ**

$z, \text{ м}$	$\alpha, ^\circ$	$V, \text{ м/с}$	$V_{\text{пр}}, \text{ м/с}$	$\tau, \text{ с}$
16060	250	24	-8	-0,26
13430	250	19	-7	-0,30
11600	260	21	-4	-0,52
10220	260	23	-4	-0,52
9060	240	21	-11	-0,19
7130	240	18	-9	-0,23
5530	230	12	-8	-0,26
2990	240	12	-6	-0,35
1440	190	13	-13	-0,16
750	140	9	-7	-0,30
100	150	2	-2	-1,04
10	150	2	-2	-1,04

Таблица 3.4

**РЕЗУЛЬТАТЫ АЭРОЛОГИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
11 МАЯ 2001 ГОДА В 16 Ч НА СТАНЦИИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГ**

$z, \text{ м}$	$\alpha, ^\circ$	$V, \text{ м/с}$	$V_{\text{пр}}, \text{ м/с}$	$\tau, \text{ с}$
16200	330	7	6	0,35
13550	340	11	10	0,21
11640	0	16	16	0,13
10160	360	27	27	0,08
8950	0	34	34	0,06
7010	0	31	31	0,07
5430	350	11	11	0,19
2930	350	8	8	0,26
1440	340	8	8	0,26
760	0	6	6	0,35
130	50	4	3	0,69
10	50	2	1	2,08

Эксперимент 5 апреля 2001 г. состоял из двух наблюдений. Результаты обработки этих наблюдений близки между собой.

Однако результаты эксперимента 11 мая 2001 г., состоявшего из 11 записей с интервалом 30 мин. при α от 240° до 290° , показали, что только в 5 случаях наблюдалось соответствие данным аэрологического зондирования, а в остальных 6 случаях отмечались значительные отклонения. Это, отчасти, может быть объяснено присутствием кучево-дождевой облачности и связанными с ней интен-

сивными вертикальными и горизонтальными движениями воздушных объемов со скоростями и направлениями, отличными от средних значений и от результатов аэрологических наблюдений.

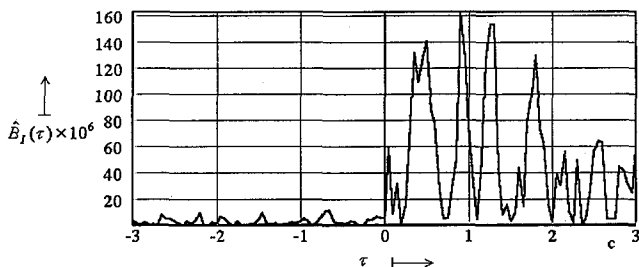


Рис. 3.13. Оценка взаимной корреляционной функции 11 мая 2001 г. в 16 ч 00 мин на частоте 229,6 МГц

Эксперимент 24 мая 2001 г. состоял из одного наблюдения, причем направление ветра во всей тропосфере было перпендикулярно к линии базы приемных антенн (табл. 3.5). Результаты расчета взаимной корреляционной функции представлены на рис. 3.14.

Таблица 3.5

**РЕЗУЛЬТАТЫ АЭРОЛОГИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
24 МАЯ 2001 ГОДА В 16 Ч НА СТАНЦИИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГ**

z , м	α , °	V , м/с	$V_{пр}$, м/с	τ , с
16200	270	8	0	∞
13530	290	9	3	0,69
11610	280	16	3	0,69
10120	270	25	0	∞
8930	260	30	-5	-0,42
7010	250	27	-9	-0,23
5440	240	21	-11	-0,19
2900	260	17	-3	-0,69
1370	260	13	-2	-1,04
680	270	11	0	∞
10	270	11	0	∞

Из анализа вида оценки взаимной корреляционной функции (см. рис. 3.14) видно, что не наблюдается соответствия со значениями скорости ветра (см. табл. 3.5). Это объясняется тем, что существует оптимальный диапазон углов между направлением потока

и линией базы, соединяющей приемные антенны. Этот диапазон составляет примерно $\pm 45^\circ$, т.е. от 325 до 45° и от 135 до 225° . В данном случае угол составлял от 60 до 90° . Таким образом, антенны были расположены не оптимально к потоку и не позволяли определять параметры атмосферных движений.

Полученные результаты являются предварительными и являются лишь иллюстрацией к изложенным теоретическим положениям.

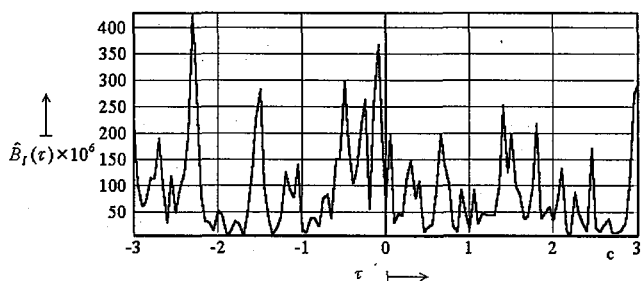


Рис. 3.14. Оценка взаимной корреляционной функции 24 мая 2001 г.
в 18 ч 27 мин на частоте 229,6 МГц

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен перспективный метод электромагнитного просвечивания атмосферы Земли излучением космических источников. Достоинством этого метода является пассивный принцип работы, позволяющий проводить непрерывные измерения параметров состояния атмосферы, таких как температура воздуха и атмосферное давление, скорость и направление ветра. Подводя итог, можно обобщить изложенные в работе результаты:

1. В атмосфере постоянно существуют неоднородности показателя преломления электромагнитных волн. В тропосфере и стратосфере неоднородности обусловлены флуктуациями температуры и влажности. Наиболее ярко неоднородности выражены в нижнем слое от 0 до 6 км. Неоднородности дрейфуют со скоростью ветра. Ионосферные неоднородности показателя преломления обусловлены флуктуациями электронной концентрации. Наиболее интенсивные ионосферные неоднородности расположены в слое от 200 до 600 км;

2. Существует постоянно действующий источник естественного радиоизлучения – фоновое радиоизлучение Галактики. Интенсивность данного радиоизлучения плавно меняется по всему небосводу. Вследствие вращения Земли, интенсивность, регистрируемая на земной поверхности, изменяется с периодом 23 ч 56 мин;

3. При прохождении электромагнитных волн через атмосферу Земли, с частотами в диапазоне f от 100 до 1000 МГц, полное ослабление за счет поглощения не превышает 1 дБ, при углах места источника излучения $\beta > 5^\circ$, т.е. существует низкочастотное "окно радиопрозрачности". Таким образом, в этом диапазоне частот фоновое радиоизлучение Галактики не подвержено значительному поглощению при любом состоянии ионосферы и любых условиях погоды;

4. Существует постоянно действующее "несобственное" радиоизлучение атмосферы, обусловленное рассеянием фонового радиоизлучения Галактики на неоднородностях атмосферы. Данное радиоизлучение создает дифракционную картину на земной поверхности, которая перемещается по поверхности со скоростью дрейфа неоднородностей атмосферы. Несмотря на то, что фоновое радиоизлучение Галактики, наличие низкочастотного "окна радиопрозрачности" и явление рассеяния на неоднородностях атмосферы изучены и хорошо известны, рассмотрение рассеянного фонового

радиоизлучения Галактики на неоднородностях атмосферы в диапазоне частот "окна радиопрозрачности", как постоянно действующего "несобственного" радиоизлучения атмосферы является новым подходом, ориентированным на решение метеорологических задач;

5. Прием радиоизлучения на разнесенные в пространстве антенны с последующей корреляционной обработкой позволяет оценить значение проекции скорости ветра (на высоте расположения неоднородностей показателя преломления электромагнитных волн) на линию базы приемных антенн;

6. Измерения угла рефракции электромагнитных волн позволяют восстанавливать профили температуры и давления воздуха.

7. Наблюдения за дрожанием изображений звезд дают интегральную характеристику атмосферных движений.

Разработка экспериментальной установки для исследования атмосферных движений в радиодиапазоне показала простоту монтажа и эксплуатации аппаратуры, а также удобство регистрации радиоизлучения с использованием микропроцессорной техники.

Полученные результаты говорят о принципиальной возможности создания системы дистанционного зондирования атмосферы с целью определения параметров атмосферных движений с поверхности Земли на основе разработанного метода. Эта система должна состоять из пяти антенн, расположенных в углах четырехугольной пирамиды на расстоянии одной длины волны. Каждую антенну следует соединить со своим приемником. Анализ принимаемых данных следует осуществлять путем расчета взаимной корреляционной функции между каждой парой антенн. Работа на частотах $f > 200$ МГц позволит исключить влияние неоднородностей ионосферы. Данная система отличается простотой и надежностью, отсутствием расходных материалов и непрерывностью работы, т.е. отвечает современным требованиям к системам дистанционного зондирования атмосферы.

Изложенные результаты являются лишь первым малым шагом в решении задачи построения и использования пассивных средств дистанционного определения параметров атмосферы с поверхности Земли. В результате дальнейших исследований необходимо: создать экспериментальный образец системы зондирования, получить профили ветра и провести сравнение с данными аэрологических зондирований, осуществить пробную эксплуатацию системы в условиях непрерывного обеспечения текущей метеоинформацией.

ПРИЛОЖЕНИЕ

КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

№	Классификация по частоте		Классификация по длине волны	
	название	границы	границы	название
1	Крайне низкие частоты (КНЧ)	3 – 30 Гц	$10^5 - 10^4$ км	Декаметровые волны
2	Сверхнизкие частоты (СНЧ)	30 – 300 Гц	$10^4 - 10^3$ км	Мегаметровые волны
3	Инфранизкие частоты (ИНЧ)	300 – 3000 Гц	$10^3 - 10^2$ км	Гектокилометровые волны
4	Очень низкие частоты (ОНЧ, VLF)	3 – 30 кГц	100 – 10 км	Мириаметровые волны
5	Низкие частоты (НЧ, LF)	30 – 300 кГц	10 км – 1 км	Километровые волны
6	Средние частоты (СЧ, MF)	300 – 3000 кГц	1 км – 100 м	Гектометровые волны
7	Высокие частоты (ВЧ, HF)	3 – 30 МГц	100 м – 10 м	Декаметровые волны
8	Очень высокие частоты (ОВЧ, VHF, Vg-f, Vg-f)	30 – 300 МГц	10 м – 1 м	Метровые волны
9	Ультравысокие частоты (УВЧ, UHF, Ug-f, Ug-f)	300 – 3 ГГц	1 м – 10 см	Дециметровые волны
10	Сверхвысокие частоты (СВЧ, SHF)	3 – 30 ГГц	10 см – 1 см	Сантиметровые волны
11	Крайне высокие частоты (КВЧ, EHF)	30 – 300 ГГц	1 см – 1 мм	Миллиметровые волны
12	–	300 – 3000 ГГц	1 – 0,1 мм	Децимиллиметровые волны

ЛИТЕРАТУРА

1. *Яковлев О.И.* Распространение радиоволн в космосе. – М.: Наука, 1985. – 216 с.
2. *Гайкович К.П.* Возможности определения метеопараметров атмосферы по радио- и радиооптическим измерениям рефракции космических источников // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. – 1984, т. 20, №8, с. 675–682.
3. *Соколовский С.В.* О решении обратной задачи рефракции при просвечивании атмосферы Земли из космоса // Исследование Земли из космоса, 1986, №3, с. 13–16.
4. *Калашников И.Э. и др.* Анализ особенностей метода радиопросвечивания атмосферы Земли / И. Э. Калашников, С. С. Матюгов, А. Г. Павельев, О. И. Яковлев / Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве. – М.: Наука, 1986, с. 208–218.
5. *Кент Дж., Райт Р.* Движение ионосферных неоднородностей и атмосферные ветры // В кн.: Ветер в ионосфере / Под ред. Э. С. Казимировского. – Л.: Гидрометеиздат, 1969, с. 88–154.
6. *Введенский Б.А., Аренберг А.Г.* Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн // Распространение ультракоротких радиоволн / Отв. ред. М. А. Колосов. – М.: Наука, 1973, с. 287–311.
7. *Арманд Н.А., Кибардина И.Н., Ломакин А.Н.* Распространение радиоволн в анизотропной турбулентной атмосфере // Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве. – М.: 1986, с. 5–15.
8. *Троицкий В.Н.* Рассеяние дециметровых волн в стратосфере // Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве. – М.: Наука, 1986, с. 32–41.
9. *Акулиничев Ю.П., Голиков А.М.* Зондирование тропосферы методом радиопросвечивания на пересекающихся трассах для оценки размеров эффективного рассеивающего объема // Радиометеорология. Труды VII Всесоюзного совещания, Суздаль, 21–24 октября 1986 г. – Л.: Гидрометеиздат, 1989, с. 63–65.
10. *Татарский В.И.* Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1959. – 232 с.
11. *Татарский В.И.* Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
12. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Теория турбулентности. – СПб.: Гидрометеиздат, 1996, т. 2. – 742 с.
13. *Долуханов М.П.* Распространение радиоволн. – М.: Советское радио, 1960. – 391 с.
14. *Черный Ф.Б.* Распространение радиоволн. – М.: Советское радио, 1972. – 463 с.
15. *Казаков Л.Я., Ломакин А.Н.* Неоднородности коэффициента преломления воздуха в тропосфере. – М.: Наука, 1976. – 165 с.
16. *Кравцов Ю.А., Фейзуллин З.И., Виноградов А.Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. – М.: Радио и связь, 1983. – 224 с.

17. Уиттен Р., Поппов И. Физика нижней ионосферы / Пер. с англ. И.В. Госачинского и Л.В. Камюнок. – М.: Мир, 1968. – 292 с.
18. Вайсман Г.М., Верле Ю.С. Основы радиотехники и радиосистемы в гидрометеорологии. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 488 с.
19. Ришбет Г., Гарриот О.К. Введение в физику ионосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1975. – 304 с.
20. Каплан С.А. Элементарная радиоастрономия. – М.: Наука, 1966. – 276 с.
21. Александров Э.Л. и др. Озонный щит Земли и его изменения / Э.Л. Александров, Ю.А. Израэль, И.Л. Кароль, А.Х. Хргиан. – СПб.: Гидрометеиздат, 1992. – 288 с.
22. Кондратьев К.Я. Актинометрия. – Л.: Гидрометеиздат, 1965. – 691 с.
23. Павлов Н.Ф. Аэрология, радиометеорология и техника безопасности. – Л.: Гидрометеиздат, 1980. – 432 с.
24. Рекомендации МККР, док. 2005. – Женева, 1963.
25. Ерухимов Л.М., Максименко О.И. Исследование неоднородностей ионосферы при помощи ИСЗ // Дрейфы и неоднородности в ионосфере. – М.: Наука, 1973, с. 41.
26. Ерухимов Л.М., Рыжов Ю.А. Исследование мелкомасштабной части спектра ионосферных неоднородностей радиоастрономическим методом на частотах 13–54 МГц // Геомагнетизм и аэрономия, 1968, т. 8, № 4, с. 657.
27. Ерохин Г.А. и др. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн: Учебник для вузов / Г.А. Ерохин, О.В. Чернышев, Н.Д. Козырев, В.Г. Кочержевский; Под ред. Г.А. Ерохина. – М.: Радио и связь, 1996. – 352 с.
28. Петрушко Ю.И., Троицкий В.Н. Исследование статистических характеристик сигнала сантиметровых волн на трассе длиной 430 км // Труды НИИР. – 1975, №1, с. 97–101.
29. Пахомов Л.А., Пинус Н.З., Шмистер С.М. Аэрологические исследования изменчивости коэффициента преломления атмосферы для ультракоротких волн. – М.: Гидрометеиздат, 1960. – 103 с.
30. Девятова В.А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1957.
31. Шмистер С.М. Физика конвективных облаков. – Л.: Гидрометеиздат, 1972. – 231 с.
32. Жунахин К.С. Некоторые результаты радиолокационных зондирований тропосферы и тропопаузы // Труды ГГО, 1965, вып. 177, с. 129–132.
33. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР, 1941, т. 30, №4, с. 299–303.
34. Обухов А.М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Докл. АН СССР, 1941, т. 32, №1, с. 22–24.
35. Обухов А.М. О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1941, т. 5, №№ 4–5, с. 453–466.

36. Обухов А.М. О рассеянии звука в турбулентном потоке // Докл. АН СССР, 1941, т. 30, №7, с. 616–620.
37. Обухов А.М. Атмосферная турбулентность // Турбулентность и динамика атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1988, с. 173–183.
38. Колесникова В.Н., Монин А.С. О спектрах колебаний метеорологических полей // Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1969, т. 1, №7, с. 653–669.
39. Гурвич А.С. О спектральном составе турбулентного потока количества движения // Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1961, №10, с. 1578–1579.
40. Винниченко Н.К. и др. Турбулентность в свободной атмосфере / Н.К. Винниченко, Н.З. Пинус, С.М. Шметер, Г.Н. Шур. – Л.: Гидрометеиздат, 1976. – 287 с.
41. Обухов А.М. Некоторые особенности атмосферной турбулентности // Турбулентность и динамика атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1988, с. 167–173.
42. Кожеевников Н.И. Некоторые результаты прямых наблюдений флюктуаций показателя преломления приземных слоев атмосферы в дневное время и параметры распределения флюктуаций // Оптическая нестабильность земной атмосферы. – М.: Наука, 1965, с. 26–29.
43. Елагина Л.Г. Об измерении частотных спектров пульсаций абсолютной влажности в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1963, №12, с. 1859–1865.
44. Пинус Н.З. О вертикальном профиле структурной характеристики коэффициента преломления света в тропосфере и стратосфере // Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1985, т. 21, №1, с. 90–93.
45. Татарский В.И. Флуктуации при распространении электромагнитных волн в пределах прямой видимости // Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1967, с. 314–326.
46. Цванг Л.Р. Измерения спектров температурных пульсаций в свободной атмосфере // Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1960, №11, с. 1674–1678.
47. Цванг Л.Р. Некоторые характеристики спектров температурных пульсаций в пограничном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1963, №10, с. 1594–1600.
48. Татарский В.И. Микроструктура температурного поля в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1956, №6, с. 689–699.
49. Татарский В.И. Интерпретация наблюдений мерцания звезд и удаленных наземных источников света // Труды совещания по исследованию мерцания звезд. – М.–Л.: Изд. АН СССР, 1959, с. 7–25.
50. Черников А.А. Радиолокационные отражения от ясного неба. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. – 46 с.
51. Гурвич А.С. и др. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере / А. С. Гурвич, А. И. Кон, В. Л. Миронов, С. С. Хмелевцов. – М.: Наука, 1976. – 277 с.
52. Горелик А.Г., Костарев В.В. Радиоэхо некоторых невидимых объектов тропосферы // Докл. АН СССР, 1959, т. 125, №1, с. 59–61.
53. Колчинский И.Г. Оптическая нестабильность земной атмосферы по наблюдениям звезд. – Киев: Наукова думка, 1967. – 183 с.

54. Быстрова Н.В., Демидова А.Н. О влиянии неспокойствия атмосферы на изображение протяженных небесных источников // Оптическая нестабильность земной атмосферы. – М.–Л.: Наука, 1965, с. 30–31.
55. Зинченко Л.К. Опыт оценки турбулентности атмосферы, влияющей на качество изображения звезд // Оптическая нестабильность земной атмосферы. – М.–Л.: Наука, 1965, с. 60–67.
56. Чукин В.В. Радиопросвечивание земной атмосферы естественными и искусственными источниками излучения с целью определения параметров атмосферных движений // Итоговая сессия Ученого совета 23–24 января 2001 г.: Информационные материалы. – СПб.: Изд. РГГМУ, 2001, с. 63–64.
57. Самохин А.Б. Интегральные уравнения и итерационные методы в электромагнитном рассеянии. – М.: Радио и связь, 1998. – 160 с.
58. Чуланкин Д.И. Связь между потоками рентгеновского излучения в различных спектральных интервалах при солнечных вспышках // Труды ИПГ, 1997, вып. 81, с. 5–11.
59. Дубинский Б.А., Слыш В.И. Радиоастрономия / Под ред. А. Е. Соломоновича. – М.: Советское радио, 1973. – 144 с.
60. Бартнев В.А. и др. Спутниковая связь и вещание: Справочник / В. А. Бартнев, Г.И. Болотов, А.Л. Быков и др. Под ред. Л.Я. Кантора. – М.: Радио и связь, 1997. – 528 с.
61. Чукин В.В. К вопросу о выборе диапазона частот с целью регистрации космического излучения // Итоговая сессия Ученого совета 25–26 января 2000 г.: Тезисы докладов. – СПб.: Изд. РГГМУ, 2000, с. 23.
62. Гинзбург В.Л. // Докл. АН СССР, 1951, т. 76, с. 377.
63. Гетманцев Г.Г. // Докл. АН СССР, 1952, т. 83 с. 557.
64. Гинзбург В.Л., Фрадкин М.И. // Докл. АН СССР, 1953, т. 92, №3.
65. Гинзбург В.Л. // УФН. – 1953, т. LI, с. 313.
66. Арцимович Л.А., Померанчук И.Я. // ЖЭТФ, 1949, т. 16, с. 379.
67. Иваненко Д.И., Соколов А.А. // Докл. АН СССР, 1948, т. 59 с. 1551.
68. Владимирский В.В. // ЖЭТФ, 1948, т. 18, с. 393.
69. Шкловский И.С. Космическое радиоизлучение. – М.: Гос. изд. технико-теоретич. лит., 1956. – 492 с.
70. Бенедиктов Е.А., Ефимова Т.В., Скребкова Л.А. Влияние поглощения радиоволн в межзвездной среде на распределение космического радиоизлучения по небосводу // Астрон. журн., 1969, т. 46, №2, с. 286–291.
71. Яковлев О.И., Ефимов А.И., Швачкин К.М. Об ослаблении радиоволн в межпланетном и околосолнечном пространстве // Радиотехника и электроника. – 1966, т. 11, №4, с. 617–621.
72. Караваев В.В., Сазонов В.В. Статистическая теория пассивной локации // Статистическая теория связи, вып. 27. – М.: Радио и связь, 1987. – 238 с.
73. Венцель Е.С., Овчаров Л.А. Теория случайных процессов и ее инженерные приложения: Учебное пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 2000. – 383 с.

74. *Вентцель Е.С., Овчаров Л.А.* Теория вероятностей и ее инженерные приложения: Учебное пособие для вузов. – М.: Высшая школа, 2000. – 480 с.
75. *Bailey D.K., Bateman A* a new kind of radio propagation of very high frequencies observable over long distances // *Physical Rev*, 1952, vol. 86, №4. Apr.14, p. 141–145.
76. *Hines C.O.* // *J. Geophys. Res*, 1959, vol. 64, p. 2192.
77. *Charney J.G., Drazin P.G.* // *J. Geophys. Res*, 1961, vol. 66, p. 83.
78. *Booker H.G., Gordon W.E.* Theory of radio scattering in the troposphere // *Proc. IRE*, 1950, vol. 38, №3, p. 401–412.
79. *Megaw E.C. S.* Scattering of electromagnetic waves by atmospheric turbulence // *Nature*, 1950, vol. 166, №12, p. 1100.
80. *Villars F., Weisskopf V.F.* The scattering of electromagnetic waves by turbulent atmospheric fluctuations // *Phys. Rev*, 1954, vol. 92, №2, p. 232–240.
81. *Villars F., Weisskopf V.F.* On the scattering of radio waves by turbulent fluctuations of the atmosphere // *Proc. IRE*, 1955, vol. 43, №10, p. 1231–1239.
82. *Beckmann P.* O jedne dalkoveho sireni velmi kratkych vin // *Slaboproudny obzor*. – 1955, 16, №3, p. 115–120.
83. *Beckmann P.* La reflection des ondes VHF par les variations brusques d'humidite dans la troposphere // *An. Telecom*, 1957, vol. 12, №5, p. 184–186.
84. *Turner J.S.* The "starting plume" in neutral surroundings // *J. Fluid Mech*, 1962, vol. 13.
85. *Katz I., Randall D.* Clear air radar echoes and corresponding vertical atmosphere determined by aircraft // *Proc. 13th Weather Radar Conf.*, Amer. Met. Soc., Boston, 1968, p. 274–278.
86. *Ottersten H.* Radar angels and their relationship to meteorological factors // *FOA Rep*, 1970, vol. 4, № 2, p. 1–33.
87. *Atlas D. et al.* Tropopause detected by radar // *Science*, 1966, vol. 153, p. 1110–1112.
88. *Hicks J.J., Angell J.K.* Radar observation of breaking the visually clear atmosphere // *J. Appl. Met*, 1968, vol. 7, p. 111.
89. *Edmonds F.N. Jr.* An analysis of airborne measurements of tropospheric index of refraction fluctuations // *Statistical methods in radio wave propagation*. – Pergamon Press, 1960, p. 197–211.
90. *Herbstreit J.W., Thompson M.C.* Measurements of phase of radio waves received over transmission path with electrical length varying as a result of atmospheric turbulence // *Proc. IRE*, 1955, vol. 43, № 10, p. 1391–1401.
91. *Deam A.P., Phannin B.M.* Phase-difference variations in 9350-megacycle radio signals arriving at spaced antennas // *Proc. IRE*, 1955, vol. 43, №10, p. 1402–1404.
92. *Norton K.A.* Recent experimental evidence favouring the $\rho \cdot K_1(\rho)$ correlation function for describing the turbulence of refractivity in the troposphere and stratosphere // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1959, vol. 15, №3/4, p. 206–227.
93. *Taylor G.I.* The spectrum of turbulence // *Proc. Roy. Soc*, 1938, vol. A164.

94. *Gossard E.E.* Power spectra of temperature, humidity and refractive index from aircraft and tethered balloon measurements // *IRE Trans. AP-8*, 1962, №2, p. 186–201.
95. *Czechowsky P., Schmidt G., Kopka H.* Medium frequency radar observations in the middle atmosphere // *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1983, vol. 45, №10, p. 729–732.
96. *Shapley A.H., Beynon W.J. G.* // *Nature*, 1965, vol. 206, p. 1242.
97. *Gregory J.B. J.* // *Atmos. Sci.*, 1965, vol. 22, p. 18.
98. *Belrose J.S.* // *Nature*, 1967, vol. 214, p. 660.
99. *Sechrist C.F. J.* // *Atm. Terr. Phys.* 1967, vol. 29, p. 113.
100. *Saxton J.A., Hopkins H.G.* Some adverse influence of meteorological factors on marine navigational radar // *Proc. IRE*, 1951, vol. 98, Pt. III, p. 26.
101. *Jansky K.* // *Proc. IRE*, 1932, vol. 20, p. 1920.
102. *Jansky K.* // *Proc. IRE*, 1933, vol. 21, № 10, p. 1387.
103. *Jansky K.* // *Proc. IRE*, 1935, vol. 23, № 10, p. 1158.
104. *Reber G.* // *Ap. J.*, 1940, vol. 91, p. 621.
105. *Reber G.* // *Ap. J.*, 1944, vol. 100, p. 279.
106. *Reber G.* // *Proc. IRE*, 1948, vol. 36, № 10, p. 1215.
107. *Hey J., Phillips J., Parsons S.* // *Nature*, 1946, vol. 157, p. 296.
108. *Sander K.* // *Proc. Inst. Elec. Eng.*, 1946, vol. 93, p. 1487.
109. *Moxon L.* // *Nature*, 1946, vol. 158, p. 758.
110. *Bolton J., Westfold K.* // *Austr. J. Sc. Res.* 1950, vol. 3A, p. 19.
111. *Allen C., Gum C.* // *Austr. J. Sc. Res.* 1950, vol. 3, p. 224.
112. *Piddington M.N.* // *Nature*, 1951, vol. 111, p. 45.
113. *Reber G., Ellis G.* // *J. of Geoph. Rec.* 1956, vol. 61, № 1.
114. *Kiepenheuer K.* // *Phys. Rev.* 1956, vol. 79, p. 738.
115. *Shott G.* // *Electromagnetic radiation*, c. VII. – Cambridge, 1912.
116. *Schwinger J.* // *Phys. Rev.* 1949, vol. 75, p. 1912.
117. *Бейтс Р., Мак-Доннелл М.* Восстановление и реконструкция изображений. – М.: Мир, 1989. – 336 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Глава 1. Распространение электромагнитного излучения в атмосфере Земли	6
1.1. Пространственное распределение показателя преломления электромагнитных волн в атмосфере	6
1.2. Неоднородности атмосферы	19
1.2.1. Неоднородности ионосферы	19
1.2.2. Неоднородности тропосферы и стратосферы	22
1.3. Рассеяние электромагнитного излучения в атмосфере Земли	38
1.4. Поглощение электромагнитного излучения в атмосфере Земли	43
1.4.1. Поглощение электромагнитного излучения в ионосфере	44
1.4.2. Поглощение электромагнитного излучения в тропосфере и стратосфере	46
Глава 2. Источники электромагнитного излучения при просвечивании атмосферы Земли	52
2.1. Фоновое радиоизлучение Галактики	52
2.2. Дискретные источники электромагнитного излучения	61
Глава 3. Определение основных метеопараметров методом электромагнитного просвечивания атмосферы	67
3.1. Определение профиля температуры воздуха и атмосферного давления	68
3.2. Определение параметров атмосферных движений	73
3.2.1. Регистрация электромагнитного излучения в одной точке пространства	74
3.2.2. Регистрация электромагнитного излучения в нескольких точках пространства	77
Заключение	96
Приложение	98
Литература	99

CONTENTS

Introduction	4
Chapter 1. Distribution of electromagnetic radiation in the Earth's atmosphere	6
1.1. Spatial distribution of refractive index of electromagnetic waves in the atmosphere	6
1.2. Discontinuities in the atmospheric	19
1.2.1. Discontinuities in the ionosphere	19
1.2.2. Discontinuities in the troposphere and stratosphere.	22
1.3. Scattering of electromagnetic radiation in the Earth's atmosphere	38
1.4. Absorption of electromagnetic radiation in the Earth's atmosphere	43
1.4.1. Absorption of electromagnetic radiation in the ionosphere	44
1.4.2. Absorption of electromagnetic radiation in the troposphere and stratosphere	46
Chapter 2. Sources of electromagnetic radiation in radioscopy of the Earth's atmosphere	52
2.1. Background radio-frequency radiation of Galaxy	52
2.2. Discrete sources of electromagnetic radiation	61
Chapter 3. Determination of basic meteorological parameters by the method of electromagnetic radioscopy of the atmosphere	67
3.1. Determination of the profile of air temperature and atmospheric pressure	68
3.2. Determination of parameters of atmospheric motion	73
3.2.1. Recording electromagnetic radiation at a point of space.	74
3.2.2. Recording electromagnetic radiation at several points of space	77
Conclusions	96
Appendix	98
References	99

Научное издание

Владимир Владимирович Чукин

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ МЕТОДОМ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ

Монография

Редактор И.Г. Максимова

ЛР № 020309 от 30.12.96.

Подписано в печать 20.02.04. Формат 60х90 1/16. Гарнитура Times New Roman.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ.л. 9,4. Уч.-изд.л. 9,7. Тираж 200 экз. Заказ № 07
РГГМУ, 195196, Санкт-Петербург, Малоохтинский пр., 98.
ЗАО «Лека», 195112, Санкт-Петербург, Малоохтинский пр., 68.

70000