

О ХАРАКТЕРЕ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА ДОЛГОЖИВУЩИХ ИОНИЗИРОВАННЫХ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДАХ

B. P. Докучаев

В работе обсуждаются различные механизмы рассеяния радиоволн на долгоживущих (устойчивых) метеорных ионизированных следах. Показано, что большую часть времени существования эти следы рассеивают радиоволны подобно металлическим цилиндром (теория Герлофсона и Кайзера). Механизм некогерентного рассеяния, предложенный Букером и Кохэном, не согласуется с экспериментальными данными о распределении отражений по длительности. Предпринята попытка объяснить фединг амплитуды отраженного сигнала в рамках механизма Кайзера и Клосса.

ВВЕДЕНИЕ

Радиолокационные исследования метеорных ионизированных следов, которые проводятся в диапазоне радиоволн 4—12 м, указывают на целый ряд особенностей в поведении отраженных сигналов. Эти сигналы имеют различную длительность существования, которая изменяется от одного следа к другому в весьма широких пределах от долей миллисекунды до нескольких минут. Наблюдаются сигналы с аномально большой длительностью порядка часа [1]. В дальнейшем нас будут интересовать в основном долгоживущие метеорные следы, отражения от которых делятся от 0,1 сек до нескольких минут.

В настоящее время в литературе обсуждаются два различных механизма рассеяния радиоволн от следов с высокой электронной концентрацией. Первый механизм, выдвинутый Герлофсоном [2] и детально разработанный Кайзером и Клоссом [3], предполагает, что след с высокой электронной концентрацией рассеивает радиоволны подобно металлическому цилиндру. Для использования этой идеализации необходимо, чтобы в некоторой области следа, прилежащей к его оси, диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N(r, t) / mc^2 k^2$$

имела отрицательное значение (здесь $N(r, t)$ —концентрация электронов, e —величина заряда электрона, m —его масса, k —волновое число в свободном пространстве, r —расстояние от оси следа). Считается, что область, где $\varepsilon < 0$ и $|\varepsilon| \gg 1$, рассеивает волны подобно металлическому цилиндру. С течением времени электронная концентрация в ней постепенно уменьшается под действием процесса амбиполярной диффузии, область с отрицательным значением ε исчезает, и отражение вскоре пропадает.

Второй механизм, предложенный Букером и Кохэном [4], предполагает наличие мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации в области следа, возникающих вследствие турбулентных движений окружающей среды. Рассеяние радиоволн на этих статистических неоднородностях носит некогерентный характер. Ряд выражений по поводу этого механизма сделали Маннинг и Эшлеман, которые считают, что только крупномасштабные турбулентные вихри дают существенный внос в механизм рассеяния радиоволн от дол-

живущих следов [5,7]. Ниже будет показано, что каждый из перечисленных механизмов рассеяния приводит к совершенно различным законам распределения радиоотражений по длительности. Сравнение теоретически полученных распределений с экспериментальными позволяет выяснить роль рассматриваемых механизмов в рассеянии радиоволн.

1. ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН ИОНИЗИРОВАННЫМИ СЛЕДАМИ МЕТЕОРОВ

Кайзер и Клосс рассматривали отражение радиоволн, падающих перпендикулярно к оси цилиндрического метеорного следа, который расползается под действием амбиполярной диффузии [3]. В этом случае радиоволны рассеиваются обратно к приемнику по-разному, в зависимости от линейной концентрации электронов в следе. Если электронная линейная концентрация $\alpha < 2 \cdot 10^{12} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-1}$, то каждый электрон переизлучает радиоволны независимо от других. Метеорные следы и радиосигналы, отраженные от них, в этом случае относятся к категории маложивущих. Продолжительность радиоотражения τ определяется длиной радиоволны λ и коэффициентом амбиполярной диффузии D :

$$\tau = \lambda^2 / 16\pi^2 D. \quad (1.1)$$

Если электронная концентрация $\alpha > 2 \cdot 10^{12} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-1}$, то в начальный момент диэлектрическая проницаемость имеет отрицательное значение вблизи оси следа, и он рассеивает радиоволны подобно металлическому цилиндуру в течение времени τ , которое выражается следующим образом [3]:

$$\tau = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 D} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \sigma, \quad (1.2)$$

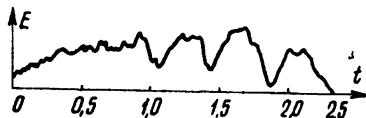
где α — начальная линейная электронная концентрация на оси следа. Из формулы (1.2) следует, что наличие долгоживущих метеорных следов (и отражений) можно объяснить высокими начальными электронными концентрациями в некоторых из них. Действительно, если воспользоваться для высоты порядка 95 км значением коэффициента амбиполярной диффузии $D = 4 \text{ м}^2 \text{сек}^{-1}$, взять $\lambda = 10 \text{ м}$, то из (1.2) будем иметь $\tau = 0,2 \cdot 10^{-12} \alpha$. При $\alpha = 10^{14} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-1}$ получим $\tau = 20 \text{ сек}$. Легко рассчитать по известным формулам [8], что метеорная частица с радиусом до начала испарения $r_\infty = 0,4 \text{ см}$ при геоцентрической скорости $v = 40 \text{ км сек}^{-1}$ создает необходимую концентрацию электронов $\alpha = 10^{14} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-1}$. Этот расчет указывает на возможность объяснить наличие длительных отражений от плотных следов, не прибегая к дополнительным предположениям как о характере рассеяния радиоволн, так и о процессе распада метеорного следа.

Однако записи амплитуды радиоволн, отраженных от долгоживущих следов, очень часто указывают на появление глубокого фединга, что было трудно объяснить в рамках указанного выше механизма. На рис. 1 представлена одна из таких записей зависимости амплитуды E от времени t с длительностью отражения $\tau = 2,4 \text{ сек}$, полученная при наблюдении следа на длине волны $\lambda = 8,27 \text{ м}$. В связи с этим Букер и Кохэн выдвинули предположение о том, что за время $t_1 = 0,4 \text{ сек}$ ионизированный газ в следах подвергается турбулентному перемешиванию под действием сильных ветровых полей, существующих в верхней атмосфере [4]. При этом поверхность ионизированного цилиндрического следа становится шероховатой с характерным размером $l_1 = 1,4 \text{ м}$ (l_1 — размер мелкомасштабных турбулентных неоднородностей

по Букеру). Диффузия в этом случае имеет турбулентный характер; коэффициент диффузии возрастает со временем по закону $D = wt^2$ (w — мощность турбулентной диссипации) до максимального значения $D = 10^3 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ для крупных вихрей. Рассеяние радиоволн на возникающих неоднородностях электронной концентрации носит некогерентный характер; амплитуда отраженного сигнала нерегулярно меняется со временем, а ее среднее значение во временном интервале $0,4 \leq t \leq 50 \text{ сек}$ убывает по закону [4]:

$$E(t) = (\text{const}/t^3)^{\alpha}. \quad (1.3)$$

Рис. 1. Изменение амплитуды отраженного сигнала во времени (по Гринхоу).



Следовательно, в этом случае длительность отражения зависит от электронной плотности следующим образом:

$$\tau = C \alpha^{1/3}, \quad (1.4)$$

где постоянная C зависит от параметров аппаратуры. Однако конкретный вид этого коэффициента, как это выяснится в дальнейшем, не существует.

Казалось бы, что процесс вихревой диффузии с коэффициентом диффузии, возрастающим с течением времени от $10^4 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ до $10^7 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$, должен вести к более быстрому исчезновению следа и отраженного от него сигнала. Чтобы обойти эту трудность, Букер предполагает, что процесс образования мелкомасштабных вихрей (дробление) идет гораздо быстрее процесса расплывания отдельных неоднородностей. Однако это утверждение представляется очень сомнительным. Маннинг и Эшлеман считают, что глубокий фединг отраженного сигнала более естественно объясняется искривлением следов вследствие наличия высотного градиента скорости ветра в ионосфере. Они полагают, что теория однородной изотропной турбулентности не применима к метеорной области высот 80—120 км [5,7].

2. О РАСПРЕДЕЛЕНИИ РАДИООТРАЖЕНИЙ ПО ДЛЯТЕЛЬНОСТИ

Исследование и сопоставление приближенной теории и эксперимента по распределению долгоживущих метеорных отражений по длительности позволяет решить вопрос о роли рассмотренных выше механизмов рассеяния в создании отраженных сигналов. Впервые вопрос о распределении по длительности рассматривался Кайзером [9], а затем Фиалко [10].

В дальнейшем мы воспользуемся некоторыми теоретическими и экспериментальными данными, содержащимися в этих работах. В области характеристической высоты (область максимального испарения) связь между электронной плотностью α и массой метеора до испарения m устанавливается соотношением [8]

$$\alpha = B_1 m, \quad (2.1)$$

а связь между давлением и массой имеет вид:

$$p_m = \frac{2 \lg}{\Lambda v^2 A} \cos \chi m^{1/3}. \quad (2.1a)$$

В этих формулах l —скрытая теплота испарения метеорного вещества, Λ —коэффициент теплопередачи, g —ускорение силы тяжести, A —коэффициент формы метеорной частицы, $B_1 = 4\beta \cos \chi / 9\mu H$ (β —степень ионизации, χ —зенитный угол траектории метеорной частицы, μ —масса метеорного атома, H —высота однородной атмосферы).

Коэффициент B_1 , как легко видеть, не зависит от массы метеорной частицы. Связь между длительностью отражения τ и концентрацией α определяется видом рассеяния (см. соотношения (1.2) и (1.4)). Для механизма Кайзера ее можно установить из выражения (1.2). При этом нужно учесть, что коэффициент диффузии зависит от давления p по закону $D = 5.10^4 p^{-1}$ [9]. Подставляя его значение для характеристической высоты (2.1a), а также значение α из (2.1) в формулу (1.2), получим:

$$\tau = B_2 m^{1/4}, \quad (2.2)$$

где

$$B_2 = \frac{e^2}{mc^2} \frac{\lambda^2 B_1 \lg \cos \chi}{\pi^2 \Lambda A v^2} 10^{-3}.$$

Заметим, что в работах [10, 16] не учтена зависимость коэффициента диффузии от давления и вместо выражения (2.2) автор неправильно пользовался линейной связью τ и m .

Для механизма некогерентного рассеяния из формул (1.4) и (2.1) находим, что

$$\tau = B_3 m^{1/4}, \quad (2.3)$$

где

$$B_3 = C B_1^{1/4}.$$

Запишем связь между длительностью τ и массой метеора до испарения m в общем виде:

$$\tau = am^{1/M}, \quad (2.4)$$

где a и M —константы, зависящие от механизма рассеяния. Дифференциальный закон распределения метеорных тел по массам, установленный экспериментально, имеет вид [9]:

$$\nu_m(m) = b/m^s \quad (2.5)$$

(b и s —константы этого распределения). Для того, чтобы определить частоту появления метеоров с длительностью в интервале τ и $\tau + d\tau$, воспользуемся хорошо известной формулой [11]:

$$\nu_\tau(\tau) d\tau = \nu_m[m(\tau)] |dm/d\tau| d\tau.$$

Подставляя в это выражение $m(\tau)$ из (2.4) и ν_m из (2.5), найдем дифференциальный закон распределения метеорных отражений по длительности:

$$\nu_\tau(\tau) = \frac{Mba^{M(s-1)}}{\tau^{M(s-1)+1}}. \quad (2.6)$$

Интегральное распределение по длительности имеет вид:

$$P_\tau(\tau) = Mba^{M(s-1)} \int_{\tau}^{\infty} \frac{d\tau}{\tau^{M(s-1)+1}} = \frac{ba^{M(s-1)}}{(s-1)} \frac{1}{\tau^{M(s-1)}}. \quad (2.7)$$

После нормировки этого выражения $P_\tau(\tau_{\min}) = 1$ легко найти число метеоров, дающих отражения с длительностью $\tau \geq \tau_{\min}$:

$$n(\tau \geq \tau_{\min}) = n_{\Sigma} \frac{\tau_{\min}^{M(s-1)}}{\tau^{M(s-1)}}, \quad (2.8)$$

где n_{Σ} — полное число метеоров с длительностью, превышающей τ_{\min} .

Из формул (2.6) — (2.8) видно, что механизмы рассеяния существенным образом влияют на приведенные законы распределения. Это влияние в основном определяется параметром M : для механизма Кайзера $M=3/4$, в случае некогерентного рассеяния $M=3$.

Экспериментальное исследование дифференциальных законов распределения долгоживущих метеоров по длительности было выполнено Кайзером во время потока Ариэтид (1951—1952 гг.), для которого $s=-2,25$, и для потока Персеид (1950—51 гг.) $s=1,56$. На рис. 2 и 3

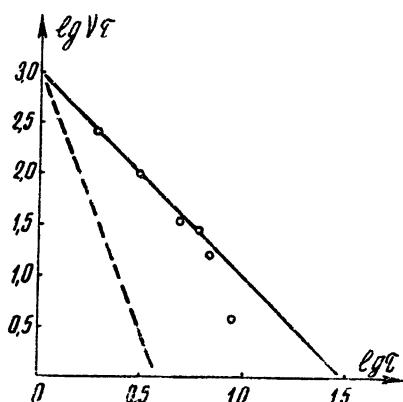


Рис. 2.

Рис. 2. Дифференциальный закон распределения длительностей отражений для метеоров потока Ариэтид (1951—1952 гг.).

Рис. 3. Дифференциальный закон распределения длительностей отражений для метеоров потока Персеид (1950—1951 гг.).

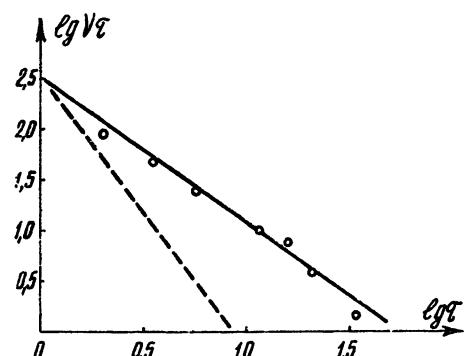


Рис. 3.

сплошные линии представляют закон распределения (2.6) при $M=3/4$ (отражение от металлических цилиндров), пунктирные линии построены в предположении некогерентного рассеяния ($M=3$), точки на рисунках — экспериментальные данные. Теоретические кривые совпадают при $\tau < 0,4$ сек, так как до этого момента несущественно искажение следа мелкомасштабными вихрями и действует только первый механизм. На рис. 4 точками указано полученное экспериментально [10] интегральное распределение спорадических метеоров с длительностью, превышающей 0,5 сек. Сплошная и пунктирная линии построены, исходя из распределения (2.8) при $s=2$ и различных M .

Сравнение теоретических и экспериментальных данных указывает на то, что механизм некогерентного рассеяния не соответствует экспериментальным данным о распределении радиоотражений по длительности. Это утверждение относится в равной степени как к спорадическим метеорам, так и к метеорам в потоках. Механизм турбулентной диффузии приводит к быстрому исчезновению следов даже с очень высокой начальной электронной плотностью, что следует из приведенных рисунков и легко понять из физических соображений: увеличение коэффициента диффузии должно вести к быстрому размыванию следа и уменьшать, а не увеличивать, число долгоживущих следов и отражений от них. Обратим внимание также на то обстоятельство, что бывают дни, когда наблюдения на ионосферных станциях указывают на

отсутствие сильных турбулентных течений в E -слое ионосферы. Очевидно, что в такие дни должно, согласно гипотезе Букера, уменьшаться число длительных отражений от метеорных следов. Однако такой жесткой корреляции между этими явлениями, насколько нам известно, не установлено.

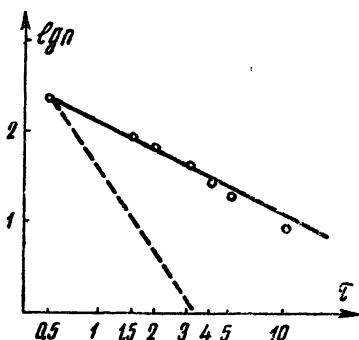


Рис. 4. Интегральный закон распределения спорадических метеоров по длительности отражений.

Таким образом, если турбулентность имеет место в метеорной области высот 80–120 км, то ее характер сильно отличается от предполагаемого Букером. В частности, отсутствуют масштабы неоднородностей меньше 100 м, а поверхность цилиндрического метеорного следа заметно искажается неоднородностями через промежуток времени, измеряемый секундами и более (см. рис. 1). Вопрос о влиянии на рассеяние радиоволн крупномасштабных турбулентных вихрей в работах [5,7] окончательно не решен. Тем не менее, можно утверждать, что глубокий периодический фединг амплитуды рассеянного сигнала отчасти может быть связан с такими вихрями, а также с дрейфом следа через диаграмму направленности радиолокатора.

В заключение этого раздела следует отметить, что параметр распределения метеоров по длительности может несколько отличаться от величины $M(s-1)$, полученной в формуле (2.8). Это обусловлено тем, что часть отраженных сигналов формируется на некотором расстоянии от характеристической высоты, а также отклонением формы метеорного тела от сферической. Учет указанных факторов приводит к изменению функциональной связи (2.1). Однако подобные уточнения этой связи сильно усложняют расчет, но не изменяют основных выводов этого параграфа о характере рассеяния. Вследствие этого мы пользовались приближенным выражением (2.1), следующим из упрощенной трактовки Герлофсоном теории Эпика [8]. В тех случаях, когда требуется значительная точность при определении параметров метеоров и метеорных потоков, приближения Герлофсона могут оказаться недовлетворительными.

3. ФЕДИНГ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ СЛЕДА

В этом разделе мы кратко рассмотрим вопрос о фединге сигналов, отраженных от долгоживущих метеорных следов. Из записи сигнала, приведенной на рис. 1, а также из целого ряда других наблюдений можно установить, что фединг представляет собой квазипериодическое изменение амплитуды отраженного сигнала. Период этих колебаний

Приведенные в этом разделе выводы вместе с возражениями, сделанными Маннингом и Эшлеманом [5,7], позволяют утверждать, что большую часть времени существования ионизированные метеорные следы рассеивают волны согласно теории Герлофсона—Кайзера. Исследование ионосферных неоднородностей методом радиозондирования на разнесенных приемниках также указывает на отсутствие неоднородностей электронной концентрации с длительностями существования меньше $1 \div 4$ сек и с характерными масштабами меньше 100 м в E -слое ионосферы (высота 90+120 км) [15].

Таким образом, если турбулентность имеет место в метеорной области высот 80–120 км, то ее ха-

лежит обычно в пределах $0,1 \div 1$ сек. На эти глубокие колебания интенсивности сигнала дополнительно налагается картина нерегулярных изменений с малыми амплитудами.

Обычно принято объяснять этот фединг искажением следа под влиянием ветра, скорость которого меняется с высотой [12]. Действительно, появление нескольких точек зеркального отражения в области, охватываемой диаграммой направленности локатора, и перемещение следа в ней приведут к федингу отраженного сигнала.

Однако имеется другая возможность хотя бы отчасти объяснить это явление на основе теории рассеяния Кайзера—Клосса. Как уже неоднократно упоминалось выше, этот механизм рассеяния предполагает, что долгоживущие следы с линейной плотностью $\alpha > 10^{12} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-1}$ рассеивают радиоволны подобно металлическим цилиндрам. В работе [3] при решении задачи о рассеянии на таких следах использовалось асимптотическое представление цилиндрических функций, посредством которых выражается строгое решение для рассеянной волны, при больших и малых значениях аргумента kr_c (k — волновое число, r_c — радиус цилиндра; см. работу [3]). Решения, полученные для областей $kr_c \ll 1$ и $kr_c \gg 1$, были соединены непрерывной гладкой кривой в промежуточной области при $kr_c \sim 1$. Это означает, что фактически рассмотрено рассеяние на цилиндрах с малыми и большими радиусами r_c по сравнению с длиной волны λ . При такой произвольной интерполяции решения в области $kr_c \sim 1$ остался без внимания осцилляторный характер изменения цилиндрических функций в этой ограниченной области их аргумента [14].

Воспользуемся известным решением задачи о дифракции радиоволн на металлическом цилиндре [13, 14]. В работе [11] приведены следующие формулы для коэффициентов отражения по амплитуде TE -и TM -волн.

$$g_{TE} = \sqrt{\frac{2}{\pi kR}} \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} (-1)^n \frac{I_n'(kr_c)}{H_n^{(2)}(kr_c)} \right|, \quad (3.1)$$

$$g_{TM} = \sqrt{\frac{2}{\pi kR}} \left| \sum_{-\infty}^{+\infty} (-1)^n \frac{I_n(kr_c)}{H_n^{(2)}(kr_c)} \right|, \quad (3.2)$$

где R — расстояние от оси цилиндра до точки наблюдения, r_c — радиус цилиндра, который в нашем случае определяется из условия равенства нулю диэлектрической проницаемости внутри метеорного ионизированного следа:

$$r_c^2 = r_t^2 \ln \frac{4\sigma e^2}{mc^2 (kr_c)^2} \quad (r_t^2 = r_0^2 + 4Dt), \quad (3.3)$$

r_0 — начальный радиус, $I_n(kr_c)$ — функция Бесселя порядка n и $H_n^{(2)}(kr_c)$ — функция Ханкеля. Напомним, что в TE -волне вектор напряженности электрического поля перпендикулярен оси цилиндра, а в TM -волне параллелен ей. Поведение коэффициентов отражения по мощности для обоих типов волн рассматривалось в работах [13, 14]. Для TE -волны имеют место колебания амплитуды отраженного сигнала, когда аргумент цилиндрических функций изменяется в пределах $1 \leq kr_c \leq 8$, т. е. именно в той области, которую Кайзер и Клосс аппроксимировали гладкой кривой.

Пользуясь формулой (3.3), можно найти максимальный радиус той

части метеорного следа, которая рассеивает подобно металлическому цилинду:

$$r_{c \text{ макс}} = \left(\frac{\alpha e^2 \lambda^2}{2,71 \pi^2 m c^2} \right)^{1/2}, \quad (3.4)$$

а также время, в течение которого он достигается при расширении цилиндра из-за диффузии:

$$t_{\text{макс}} = \frac{\alpha e^2 \lambda^2}{1,07 mc^2 D} - \frac{r_0^2}{4D}. \quad (3.5)$$

По прошествии этого времени радиус интересующей нас области r_c быстро уменьшается. Подставляя численные значения констант в (3.4) и (3.5), получим:

$$r_{c \text{ макс}} = 1,025 \cdot 10^{-7} \lambda \alpha^{1/2}, \quad (3.6)$$

$$t_{\text{макс}} = 2,63 \cdot 10^{-15} \alpha \lambda^2 / D.$$

Найдя радиус r_c из соотношения (3.3) в различные моменты времени, можно из формулы (3.1) определить квадрат амплитуды отраженного сигнала.

На рис. 5 представлено изменение со временем амплитуды g_{TE} отраженного сигнала, рассчитанное подобным методом. Как видно из этого рисунка, для TE -волны имеет место довольно значительный фединг. Грубую оценку квазипериода этого фединга можно производить по формуле

$$T \sim \lambda^2 / 16 D, \quad (3.7)$$

т. е. он определяется длиной волны и коэффициентом диффузии. Если положить $D = 4 \text{ м}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, $\lambda = 10 \text{ м}$, то при этом $T \sim 1,5 \text{ сек}$.

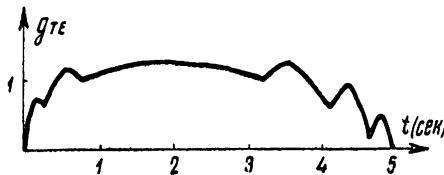


Рис. 5. Изменение амплитуды отраженного сигнала для TE -волны.

Более строгое рассмотрение вопроса о фединге с учетом конечной проводимости рассеивающего цилиндра в настоящее время, как нам известно, не проведено. Однако вполне очевидно, что основные черты этого фединга существенно не изменятся при таких уточнениях.

Таким образом, вследствие дифракции радиоволн на сильно ионизированных метеорных следах возникает фединг амплитуды рассеянной волны. При начальной линейной концентрации электронов на оси следа $\alpha < 10^{12} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-1}$ и при гауссовом распределении ее по радиусу, как показывает решение задачи о рассеянии [2], фединг амплитуды радиоволн отсутствует. Если формирование следа метеорной частицей происходит в турбулентных ветровых потоках, которые часто наблюдаются в интересующей нас области высот, то должен возникать дополнительный фединг амплитуды рассеянной следом радиоволны. Этот фединг обусловлен крупномасштабными искажениями начальной цилиндрической формы следа. Однако решение задачи о рассеянии в этом случае сопряжено с известными трудностями и до настоящего времени не выполнено.

В заключение считаю необходимым выразить благодарность Б. Н. Гершману за просмотр рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chapman, *The Airglow and the Aurorae*, Pergamon Press, London—New-York, 1955, p. 204.
2. N. Herlofson, *Arkiv för Fysik*, **3**, 247 (1951).
3. T. R. Kaiser, R. L. Closs, *Phil. Mag.*, **43**, 336 (1952).
4. H. G. Booker, R. Cohen, *J. Geoph. Res.*, **61**, 707 (1956).
5. L. A. Manning, V. R. Eshleman, *J. Geoph. Res.*, **62**, 367 (1957).
6. H. G. Booker, *J. Geoph. Res.*, **63**, 97 (1958).
7. L. A. Manning, V. R. Eshleman, *J. Geoph. Res.*, **63**, 737 (1958).
8. N. Herlofson, *Rep. Prog. Phys.*, **11**, 444 (1948).
9. T. R. Kaiser, *Adv. Phys.*, **2**, 8 (1952).
10. Е. И. Фиалко, *ж.*, **34**, № 2 (1957).
11. В. И. Бунимович, *Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах*, М., 1951.
12. J. S. Greenhow, E. L. Neufeld, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **6**, 133 (1955).
13. Ф. Франк, Р. Мизес, *Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики*, ОНТИ, М.-Л., 1937.
14. J. R. Mentzer, *Scattering and Diffraction of Radio Waves*, Pergamon Press, 1955.
15. B. H. Briggs, G. J. Phillips, *Proc. Phys. Soc.*, **B63**, 907 (1950).
16. Е. И. Фиалко, *Астроном. ж.*, **36**, 867 (1959).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
10 сентября 1959 г.