

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТЕОРНЫХ ОТРАЖЕНИЙ ПО ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Е. И. ФИАЛКО

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

Введение

Сопоставление аналитического и экспериментального распределений метеорных радиоэхо по длительности позволяет исследовать некоторые характеристики метеорных тел и атмосферы и, в частности, закон распределения метеорных тел по массам.

Знание аналитического распределения длительностей метеорных радиоэхо облегчает интерпретацию результатов наблюдений.

В некоторых работах рассматривались вопросы, связанные с распределением длительностей метеорных отражений в случае следов устойчивого типа [1—3], что дало возможность расширить сведения о законе распределения метеорных тел по массам [1,2,4]. Распределению длительностей эхо-сигналов при регистрации следов неустойчивого типа посвящена лишь одна работа [5]. Однако в этих работах не рассматривался общий случай—распределение длительностей отражений, принятых из всей плоскости эхо¹).

Эту задачу можно решить несколькими способами. Один из них состоит в следующем: зная зависимость длительности метеорного радиоэхо от массы метеорного тела и закон распределения метеорных тел по массам, находим дифференциальное (а затем и интегральное) распределение отражений по длительностям для случая приема из элемента плоскости эхо [3,5], а затем переходим к распределению, характеризующему прием из всей плоскости эхо.

Другой способ состоит в нахождении числа обнаруженных метеоров, дающих отражения, длительности которых превышают определенную величину (при этом, конечно, также используется распределение метеорных тел по массам).

В работах, написанных ранее [3,5], реализован первый способ, а в настоящей работе—второй.

Получение объективных данных о метеорных телах возможно лишь при правильной интерпретации результатов радиолокационных наблюдений метеоров и, в частности, распределения радиоэхо по длительностям.

¹) Плоскостью эхо называется плоскость, перпендикулярная направлению на радиант метеора, проходящая через точку наблюдения [6].

Нередко кривая распределения радиозэхо по длительности имеет излом: с увеличением длительности τ уменьшение количества отражений в области больших τ происходит быстрее, чем в области малых τ (см. рис. 2 и 7). Естественно возникает вопрос—является ли это следствием только того, что распределение метеорных тел по массам в области больших масс m иное, чем в области малых масс, как полагают авторы работы [1]; не может ли это оказаться следствием особенностей нормального отражения радиоволн от метеорных следов?

Для ответа как на эти, так и на многие другие вопросы необходимо получить аналитическое распределение метеорных радиозэхо по длительностям.

Здесь рассматривается случай наблюдения метеорного потока в условиях нормального отражения радиоволн от ионизированных следов [6].

Основные соотношения

Количество метеорных тел с массами в интервале $m : m + \Delta m$, проходящих за время Δt через площадку, перпендикулярную направлению потока, можно, подобно тому, как это делает Кайзер [6, 7], выразить через распределение метеорных тел по массам $p(m)$

$$\Delta N_1 = p(m) \Delta m \Delta s \Delta t, \quad (1)$$

где Δs —площадь поверхности площадки.

Функцию $p(m)$ обычно представляют в виде [6—8]

$$p(m) = \frac{b}{m^s}, \quad (2)$$

где b и s —постоянные.

Количество метеоров, дающих отражения с длительностями $\geq \tau$, обнаруженных в площадке Δs , будет равно

$$N_1 = \Delta s \Delta t \int_m^{\infty} p(m) dm, \quad (3)$$

где m —масса метеорного тела, создающего метеорный след, регистрируемый в течение времени τ . Заметим, что случайно обнаруженные следы нас интересовать не будут, так как распределение по длительностям строится с использованием отражений, продолжительности которых могут быть измерены с определенной точностью.

Подставив (2) в (3), получим

$$N_1 = \frac{b \Delta s \Delta t}{(s-1) m^{s-1}}. \quad (4)$$

Формула (4), характеризующая прием из элементарной площадки Δs , позволяет определить количество метеоров, зарегистрированных в секторе (с раствором $\Delta \theta$) плоскости эхо в интервале наклонных дальностей $R_1 \div R_2$ (см. рис. 1):

$$N_c = \frac{b \Delta \theta \Delta t}{s-1} \int_{R_1}^{R_2} \frac{R dR}{m^{s-1}}. \quad (5)$$

Иногда удобнее оперировать не с наклонными дальностями R , а с высотами над уровнем земной поверхности h . Выразим R через h (рис. 1):

$$R = \frac{h}{\cos \Theta \sin \chi}, \quad (6)$$

где χ —зенитное расстояние радианта, а Θ —угол между направлением на метеор и линией пересечения плоскости эхо с плоскостью, проходящей через зенит (Z), радиант (p) и точку расположения радио-

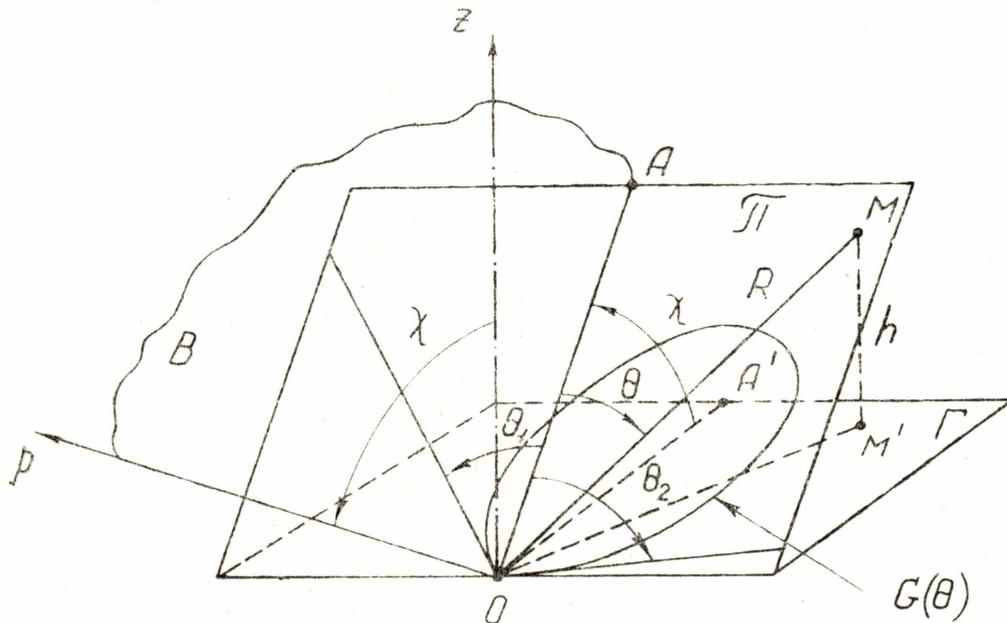


Рис. 1. Связь между высотой h и наклонной дальностью R . O —точка расположения радиолокатора; Z —зенит; p —радиант; χ —зенитное расстояние радианта; Γ —горизонтальная плоскость; B —вертикальная плоскость, проходящая через точки зенита, радианта и место расположения радиолокатора; Π —плоскость эхо (плоскость, перпендикулярная направлению на радиант); M —точка пересечения траектории метеора с плоскостью эхо; OA —линия пересечения плоскостей Π и B ; $R=OM$ —наклонная дальность от радиолокатора до траектории метеорного тела; $h=MM'$ —высота нормально-отражающего центра над уровнем земли; $G(\Theta)$ —диаграмма направленного действия антенны в плоскости эхо; Θ —угол, отсчитываемый в плоскости эхо от линии OA до направления на метеор; Θ_1 и Θ_2 определяют растров диаграммы направленности в плоскости эхо; OA' —проекция линии OA на горизонтальную плоскость; $h = R \cos \Theta \sin \chi$.

локатора (O); угол Θ отсчитывается в плоскости эхо. Заметим, что в формуле (6) не учтена кривизна поверхности Земли.

Подставив (6) в (5), получим для интервала высот $h_1 \div h_2$:

$$N_c = \frac{b \Delta \Theta \Delta t}{(\cos \Theta \sin \chi)^2 (s-1)} \int_{h_1}^{h_2} \frac{hdh}{m^{s-1}}. \quad (7)$$

Для того, чтобы определить общее количество метеоров потока, зарегистрированных радиолокатором, необходимо произвести интегрирование в пределах всей плоскости эхо.

Если наблюдения ведутся в течение времени $T=t_2-t_1$, причем вне интервала высот $h_{\min} \div h_{\max}$ метеоры практически не обнаруживаются, а вне интервала углов $\Theta_1 \div \Theta_2$ излучение ничтожно мало то среднее часовое число зарегистрированных метеоров будет равно

$$N = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1) \sin^2 \chi} \int_{-\Theta_2}^{\Theta_2} \frac{d\Theta}{\cos^2 \Theta} \int_{h_{min}}^{h_{max}} \frac{h dh}{m^{s-1}} \quad (8)$$

Используя (8), можно рассмотреть различные частные случаи. Так, например, если при обработке выделяются лишь метеоры, обнаруженные в узком слое $\Delta h = h_1 - h_2$, то формула (8) существенно упрощается и принимает вид

$$N = \frac{h \Delta h}{T} \int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1) \sin^2 \chi} \int_{-\Theta_1}^{\Theta_2} \frac{d\Theta}{\cos^2 \Theta m^{s-1}}, \quad (9)$$

где

$$h = \frac{h_1 + h_2}{2}.$$

В случае приема из элемента плоскости эхо выражение для среднечасового числа еще более упрощается, особенно если за время наблюдения T параметры потока χ , s и b не успевают заметно изменяться:

$$N = \frac{b \Delta h \Delta \Theta h}{(s-1) \sin^2 \chi \cos^2 \Theta m^{s-1}} \quad (10)$$

Формулы (8)–(10) определяют количество метеоров с массой $\geq m$.

Для того, чтобы найти количество отражений, длительности которых превышают некоторое значение τ , необходимо выразить массу метеорного тела m через линейную плотность электронов α в точке нормального отражения радиоволн (то есть в области 1-й зоны Френеля) и воспользоваться зависимостью длительности отражения от линейной плотности электронов α .

Связь между массой метеорного тела и линейной плотностью электронов в следе

Как известно, количество электронов, приходящихся на единицу длины ионизированного следа (линейная плотность электронов в следе α), равно [6]

$$\alpha = m \frac{\beta \cos \chi}{\mu H} \frac{p}{p_m} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{p}{p_m} \right)^2, \quad (11)$$

где m — начальная масса метеорного тела;

β — вероятность того, что в результате испарения одного атома метеорного тела выделится один свободный электрон (вероятность ионизации); H — высота однородной атмосферы в рассматриваемой точке; χ — зенитное расстояние радианта; μ — масса атома метеорного тела; p — атмосферное давление в области расположения нормально отражающего центра; p_m — давление, соответствующее характеристической высоте h_m , на которой линейная плотность электронов максимальна, равное

$$p_m = Qg \frac{\cos \chi}{v^2} m^{\frac{1}{3}}, \quad (12)$$

где Q —коэффициент, характеризующий физические и геометрические свойства метеорного тела; g —ускорение силы тяжести; v —скорость метеорного тела.

Масса метеорного тела, образующего след с линейной плотностью электронов α , как следует из (11), равна

$$m = \alpha \frac{\rho H}{\beta \cos \chi \kappa_1}, \quad (13)$$

где

$$\kappa_1 = \frac{p}{p_m} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{p}{p_m} \right)^2. \quad (14)$$

Такая форма записи может существенно упростить рассмотрение вопроса в тех случаях, когда известна характеристическая высота h_m . Если же учесть зависимость давления p_m и коэффициента κ_1 от массы m , то, как нетрудно показать, подставляя (12) в (11) и решая уравнение относительно m [7],

$$m = \left[\frac{1}{3a_1} \left(p + 3 \sqrt{\frac{\rho H a_1^3}{\beta \cos \chi p}} \alpha \right) \right]^3, \quad (15)$$

где

$$a_1 = \frac{Qg \cos \chi}{v^2}.$$

В области характеристической высоты ($p=p_m$), как следует из (13) или из (15),

$$m = \frac{9}{4} \alpha \frac{\rho H}{\beta \cos \chi}. \quad (16)$$

Для того, чтобы выразить m через длительность регистрируемого отражения τ , можно воспользоваться зависимостью времени, в течение которого эхо-сигналы превышают пороговый уровень, от параметров метеорного тела, атмосферы и радиолокатора.

Как известно, эта зависимость оказывается различной в случае неустойчивых и устойчивых следов.

Мощность эхо-сигнала и длительность отражения

Мощность сигнала, отраженного от неустойчивого метеорного следа ($\alpha \ll 2,4 \cdot 10^{12}$ эл/см [6,9]), через t секунд после пролета метеорным телом середины первой зоны Френеля будет равна [10, 11]

$$\varepsilon(t) = A_1 \frac{P_i G^2 \lambda^3}{R^3} x^2 e^{-2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (r_0^2 + 4Dt)} \xi^2 \gamma_1^2, \quad (17)$$

где P_i —излучаемая мощность в импульсе; G —коэффициент направленного действия антенны; λ —рабочая длина волны; R —наклонная дальность от радиолокатора до траектории метеора; r_0 —начальный радиус ионизированного следа в области первой зоны Френеля; D —коэффициент диффузии (в области расположения участка следа, нормально рассеивающего радиоволны); ξ —коэффициент (характеризующий уменьшение начальной амплитуды эхо-сигнала, вызванное тем, что эффект диффузии успевает проявиться за время формирования следа в пределах первой зоны Френеля), равный [11]

$$\xi = \frac{1 - e^{-1,5\Delta^{0,5}}}{1,5 \cdot \Delta^{0,5}}; \quad (18)$$

здесь [6]

$$\Delta = \frac{16\pi^2 DR^2}{v\lambda^{3,2}}; \quad (19)$$

η —коэффициент, характеризующий увеличение интенсивности эхосигнала за счет резонанса плазмы в ионизированном следе [7,9]; A_1 —постоянная, равная

$$A_1 = \frac{1,4}{32\pi^2} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 3,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2,$$

здесь e и m_e —заряд и масса электрона; c —скорость света.

Время, в течение которого эхо-сигналы превышают пороговый уровень ε_n , как следует из (17), равно

$$\tau = \tau_{cl} \ln \left[\sqrt{A_1} \left(\frac{P_i G^2 \lambda^3}{\varepsilon_n R^3} \right)^{\frac{1}{2}} \xi \eta \alpha e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda}\right)^2} \right], \quad (20)$$

где τ_{cl} —длительность, отсчитанная на уровне $\frac{1}{e}$ от начальной амплитуды, равная [6,9]

$$\tau_{cl} = \frac{\lambda^2}{16\pi^2 D}. \quad (21)$$

В случае приема из области характеристической высоты, как следует из (20),

$$\tau = \tau_{cl} \ln(Cm), \quad (22)$$

где

$$C = \frac{4}{9} \sqrt{A_1} \left(\frac{P_i G^2 \lambda^3}{\varepsilon_n R^3} \right)^{\frac{1}{2}} \xi \eta \frac{\beta \cos \chi}{\mu H} e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda}\right)^2}. \quad (23)$$

Длительность отражения в случае устойчивого следа ($\alpha \gg 2,4 \times 10^{12} \text{ эл/см}$ [6,9]), как известно, равна [6,9]

$$\tau = A_3 \frac{\alpha \lambda^2}{D}, \quad (24)$$

где

$$A_3 = \frac{1,12 \cdot 10^{-12}}{16\pi^2} = 7,1 \cdot 10^{-15} \text{ см},$$

и в случае приема из области характеристической высоты

$$\tau = \frac{4}{9} A_3 \frac{\lambda^2 \beta \cos \chi}{\mu H D} m. \quad (25)$$

Массы метеорных тел, создающих следы, регистрируемые в течение времени τ

Неустойчивому метеорному следу, давшему отражение, превышающее пороговый уровень в течение времени τ , соответствует линейная плотность электронов (см. (20))

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{A_1}} \left(\frac{\varepsilon_n R^3}{P_i G^2 \lambda^3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\xi \gamma_1} e^{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (r_0^2 + 4D\tau)} \quad (26)$$

Подставляя (26) в (15) или (13), получим

$$m = \left[\frac{1}{3a_1} \left(p + \frac{3}{A_1^{1/4}} \sqrt{\frac{\mu H a_1^3}{\beta \cos \chi p}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{\varepsilon_n R^3}{P_i G^2 \lambda^3} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{(\xi \gamma_1)^{1/2}} e^{\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (r_0^2 + 4D\tau)} \right) \right]^3, \quad (27)$$

или

$$m = \frac{\mu H}{\sqrt{A_1} \kappa_1 \beta \cos \chi} \left(\frac{\varepsilon_n R^3}{P_i G^2 \lambda^3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\xi \gamma_1} e^{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (r_0^2 + 4D\tau)}. \quad (28)$$

Устойчивый след, давший отражение длительностью τ , обладает линейной плотностью электронов (см. (24))

$$\alpha = \frac{1}{A_3} \frac{D\tau}{\lambda^2}, \quad (29)$$

а масса метеорного тела, образовавшего такой след, равна (см. (15) и (13))

$$m = \left[\frac{1}{3a_1} \left(p + \frac{3}{\sqrt{A_3}} \sqrt{\frac{\mu H a_1^3}{\beta \cos \chi p}} \cdot \frac{\sqrt{D\tau}}{\lambda} \right) \right]^3 \quad (30)$$

или

$$m = \frac{1}{A_3 \kappa_1} \frac{\mu H}{\beta \cos \chi} \frac{D\tau}{\lambda^2}. \quad (31)$$

В случае приема из области характеристической высоты коэффициент $\kappa_1 = \frac{4}{9}$ (см. (14)), и формула (28) принимает вид:

$$m = \frac{9}{4\sqrt{A_1}} \frac{\mu H}{\beta \cos \chi} \left(\frac{\varepsilon_n R^3}{P_i G^2 \lambda^3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\xi \gamma_1} e^{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (r_0^2 + 4D\tau)}. \quad (32)$$

Выражение (32) может быть получено также из (30). Кроме того, (32) можно получить непосредственно из (22):

$$m = \frac{1}{C} \cdot e^{\frac{16\pi^2 D\tau}{\lambda^2}}, \quad (33)$$

где коэффициент C определяется соотношением (23).

В случае, когда отражение от устойчивого следа приходит из области характеристической высоты, как видно из (31), (30) или непосредственно из (25),

$$m = \frac{9}{4A_3} \cdot \frac{\mu H}{\beta \cos \chi} \cdot \frac{D\tau}{\lambda^2}. \quad (34)$$

Количество зарегистрированных метеоров

Среднее часовое число метеоров, дающих длительность регистрации $\geq \tau$, обнаруженных системой, способной регистрировать неустой-

чивые метеорные следы, определяется формулой (8), где m находится из (27) или (28) и (14).

В случае использования низкочувствительной системы, регистрирующей лишь следы устойчивого типа, среднее часовое число также определяется формулой (8), а m — формулами (30) или (31) и (14).

Рассмотрим частный случай: прием уверенно обнаруживаемых отражений из элемента плоскости эхо, расположенного в области характеристической высоты.

Если система способна регистрировать неустойчивые следы, то среднее часовое число будет равно (см. (10) и (32))

$$N = \left(\frac{4}{9} V A_1 \right)^{s-1} \frac{1}{(s-1)} \frac{bh\Delta h\Delta\Theta}{\sin^2\lambda \cos^2\Theta} \times \\ \times \left[\frac{\beta \cos\lambda}{\mu H} \left(\frac{P_i G^2 \lambda^3}{\epsilon_n R^3} \right)^{\frac{1}{2}} \xi \tau e - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (r_0^2 + 4D\tau) \right]^{s-1} \quad (35)$$

Если система регистрирует лишь следы устойчивого типа, то, как следует из (10) и (34),

$$N = \left(\frac{4}{9} A_3 \right)^{s-1} \frac{1}{(s-1)} \frac{bh\Delta h\Delta\Theta}{\sin^2\lambda \cos^2\Theta} \left(\frac{\beta \cos\lambda}{\mu H} \cdot \frac{\lambda^2}{D\tau} \right)^{s-1} \quad (36)$$

Следует отметить, что на зависимости часового числа от параметров аппаратуры могут сказаться особенности индикации и регистрации сигналов.

Соотношения, приведенные в настоящей работе (и, в частности, исходная формула (17)), получены без учета эффектов накопления сигналов, которые могут иметь место, например, при использовании фоторегистрации метеорных радиоэхо. Радиообнаружение метеоров в режиме фоторегистрации рассмотрено в работах [14, 15]. Однако в случае, когда длительность отражения такова, что изображение эхо-сигнала на фотопленке имеет протяженность, значительно превышающую размер изображения светового пятна, приведенные выше результаты приемлемы и в режиме фоторегистрации.

В излагаемой работе предполагается, что объемная плотность электронов в следе изменяется со временем лишь в результате диффузии и, следовательно, линейная плотность электронов α остается постоянной. В действительности же имеют место процессы, изменяющие линейную плотность электронов (рекомбинация ионов и электронов, захват электронов нейтральными частицами и т. п.). Явления рекомбинации и захватывания могут оказаться существенными лишь на сравнительно малых высотах и в области весьма больших τ . Вследствие этого, результаты исследований, проведенных без учета захвата, рекомбинации и т. п., возможно будут нуждаться в коррективах в области малых высот и, следовательно, при малых скоростях метеорных тел, а также в области весьма больших длительностей τ .

Распределение радиоэхо по длительности

Если за время наблюдений зафиксировано $N(\tau_{min})$ отражений с длительностями $\geq \tau_{min}$, причем количество отражений с длительностями $\geq \tau$ равно $N(\tau)$, то нормированный интегральный закон распределения радиоэхо по длительности можно представить в виде

$$P(\tau) = \frac{N(\tau)}{N(\tau_{min})} \quad (35)$$

Подставляя в (35) выражения для часовых чисел (8), соответствующих $m_{min}(\tau_{min})$ и $m(\tau)$, получим

$$P(\tau) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1)\sin^2\lambda} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\Theta}{\cos^2\Theta} \int_{h_{min}}^{h_{max}} \frac{hdh}{m^{s-1}}}{\int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1)\sin^2\lambda} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\Theta}{\cos^2\Theta} \int_{h_{min}}^{h_{max}} \frac{hdh}{m_{min}^{s-1}}} \quad (36)$$

В случае приема из сравнительно узкого сектора в течение небольшого интервала времени (на протяжении которого b , λ и s приблизительно постоянны) выражение (36) упрощается

$$P(\tau) = \frac{\int_{h_{min}}^{h_{max}} \frac{hdh}{m^{s-1}}}{\int_{h_{min}}^{h_{max}} \frac{hdh}{m_{min}^{s-1}}}$$

Вид функции $m(\tau)$ определяется типом ионизированного следа (см. (27) и (30)).

$P(\tau)$ в случае устойчивых следов

Распределение устойчивых радиоэхо по длительностям имеет вид (см. (36) и (30))

$$P(\tau) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1)\sin^2\lambda} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\Theta}{\cos^2\Theta} \int_{h_{min}}^{h_{max}} \left[\frac{1}{3a_1} \left(p + \frac{3}{\sqrt{A_3}} \sqrt{\frac{\mu H a_1^3}{\beta \cos \lambda p}} \frac{\sqrt{D\tau}}{\lambda} \right)^{-3(s-1)} hdh \right]}{\int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1)\sin^2\lambda} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\Theta}{\cos^2\Theta} \int_{h_{min}}^{h_{max}} \left[\frac{1}{3a_1} \left(p + \frac{3}{\sqrt{A_3}} \sqrt{\frac{\mu H a_1^3}{\beta \cos \lambda p}} \frac{\sqrt{D\tau_{min}}}{\lambda} \right)^{-3(s-1)} hdh \right]} \quad (37)$$

Формула (37) характеризует прием из плоскости эхо.

Анализ и построение функции $P(\tau)$ в общем случае затрудняются не только из-за необходимости применения графического или численного интегрирования, но и вследствие того, что некоторые величины, входящие в (37), неизвестны или известны лишь весьма приближенно (b , β , a_1 и др.).

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1) Распределение весьма длительных отражений.

Предположим, что выполняется условие

$$p \ll \frac{3^{2/3}}{A_3^{1/3}} a_1 \left(\frac{\nu H \cdot D\tau}{\beta \cos \chi} \right)^{1/3} \frac{1}{\lambda^{2/3}}. \quad (38)$$

Это может иметь место либо в случае приема из высоких слоев, где давление p мало (по сравнению с давлением на характеристической высоте), а коэффициент диффузии велик, либо в случае отбора весьма длительных эхо.

При выполнении условия (38) количество отражений с длительностями $\geq \tau$ можно представить в виде

$$N(\tau) = \frac{B_1}{\tau^{3/2(s-1)}}, \quad (39)$$

где

$$B_1 = \left(\frac{A_3}{a_1} \right)^{3/2(s-1)} \lambda^{3(s-1)} \frac{1}{T} \left(\frac{\beta}{\nu} \right)^{3/2(s-1)} (\operatorname{tg} \Theta_2 + \operatorname{tg} \Theta_1) \int_{t_1}^{t_2} \frac{b(\cos \chi)^{3/2(s-1)}}{(s-1) \sin^2 \chi} \int_{h_{\min}}^{h_{\max}} \left(\frac{p}{DH} \right)^{3/2(s-1)} h dh, \quad (40)$$

а распределение длительностей (37) может быть представлено в явном и притом весьма простом виде

$$P(\tau) = \left(\frac{\tau_{\min}}{\tau} \right)^{3/2(s-1)}. \quad (41)$$

2) Распределение длительностей радиоэхо, пришедших из тонкого слоя, лежащего в области характеристической высоты.

Количество отражений с длительностями $\geq \tau$, принятых из тонкого слоя, лежащего в области характеристической высоты h_m , как нетрудно видеть, подставив (34) в (8) или (9), будет равно

$$N(\tau) = \frac{B_2}{\tau^{s-1}}, \quad (42)$$

где

$$B_2 = \left(\frac{4}{9} A_3 \right)^{s-1} \frac{1}{T} \left(\frac{\beta \lambda^2}{\nu} \right)^{s-1} \frac{h_m \Delta h}{(DH)^{s-1}} (\operatorname{tg} \Theta_2 + \operatorname{tg} \Theta_1) \int_{t_1}^{t_2} \frac{b(\cos \chi)^{s-1}}{(s-1) \sin^2 \chi}. \quad (43)$$

Нормированное интегральное распределение радиоэхо по длительностям, как следует из (35) и (42), в этом случае имеет вид

$$P(\tau) = \left(\frac{\tau_{\min}}{\tau} \right)^{s-1}. \quad (44)$$

Формулы (42) и (44) были получены ранее для приема из элемента плоскости эхо, расположенного на высоте h_m [3,16]. Следует уточнить, что в данном случае понимается под характеристической высотой h_m . Как известно, характеристической высоте соответствует наиболее интенсивное испарение метеорного тела, а следовательно, и наибольшая линейная плотность электронов [6]. Но величина h_m зависит

от массы метеорного тела (см. (12)). Длительность отражения в области характеристической высоты также зависит от m (см. (25)).

Таким образом, строго говоря, при переходе от одних длительностей отражений к другим (при условии приема из области характеристической высоты) величина h_m не остается постоянной.

Но при изменении высоты изменяется коэффициент диффузии D . Если учесть, что $D \sim \frac{1}{p}$ [6], $p_m \sim m^{\frac{1}{3}}$ и $\tau \sim \frac{m}{D}$ (см. (12) и (25)), то получим

$$\tau \sim m^{\frac{4}{3}}. \quad (45)$$

Как нетрудно показать, исходя из (9) и (45), в случае приема из области характеристической высоты, имеем (с учетом зависимости $D(h_m)$)

$$N(\tau) \sim \tau^{-\frac{3}{4}(s-1)} \quad (46)$$

и

$$P(\tau) = \left(\frac{\tau_{min}}{\tau} \right)^{\frac{3}{4}(s-1)}. \quad (47)$$

Аналогичный результат в форме дифференциального закона распределения был получен Кайзером, рассмотревшим прием с высоты, соответствующей наибольшей длительности отражения (при данной массе метеорного тела) [1,6].

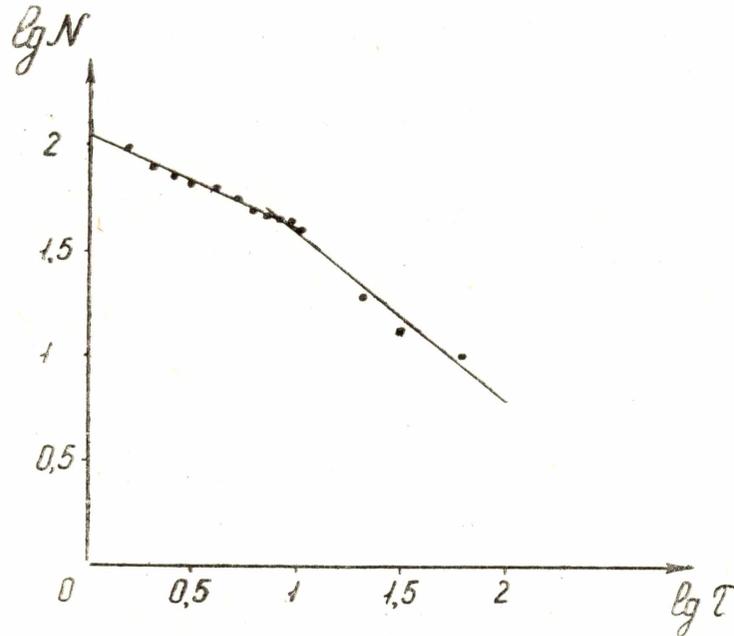


Рис. 2. Интегральное распределение метеоров по длительностям радиоэхо (область устойчивых следов). Точки—результат эксперимента (2.00—3.00 часа по местному томскому времени, 12 августа 1957 г.—поток Персеид). N —число отражений длительностью $\geq \tau$ сек.

Как видно из сравнения (41), (44) и (47), при одном и том же законе распределения метеорных тел по массам (то есть при одном и том же значении показателя s) в области весьма больших длительностей убывание $P(\tau)$ с увеличением τ должно происходить резко,

чем в области малых τ (имеются в виду нормальные отражения от устойчивых следов).

Эксперимент подтверждает это предположение. В качестве примера на рис. 2 приведено интегральное распределение радиоэхо по длительностям в эпоху потока Персеид (с 2.00 до 3.00 часов по местному томскому времени 12 августа 1957 г.). В области длительностей $\tau \approx 10$ сек имеет место излом зависимости $\lg N(\lg \tau)$, и функция $N(\tau)$ в области $\tau > 10$ сек с увеличением τ убывает быстрее, чем в области $\tau < 10$ сек.

$P(\tau)$ в случае неустойчивых следов

Нормированный интегральный закон распределения неустойчивых радиоэхо по длительности имеет вид (см. (36)):

$$P(\tau) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1) \sin^2 \chi} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} \int_{h_{min}}^{h_{max}} \left[\frac{1}{3a_1} \left(p + \frac{3}{A_1^{1/4}} \right) \right]}{\int_{t_1}^{t_2} \frac{b dt}{(s-1) \sin^2 \chi} \int_{-\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} \int_{h_{min}}^{h_{max}} \left[\frac{1}{3a_1} \left(p + \frac{3}{A_1^{1/4}} \right) \right]} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\mu H a_1^3}{\beta \cos \chi p} \left(\frac{\varepsilon_n R^3}{P_i G^2 \lambda^3} \right)^{1/4} \frac{1}{(\xi \eta)^{1/2}} e^{\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (r_0^2 + 4D\tau)}}}{\sqrt{\frac{\mu H a_1^3}{\beta \cos \chi p} \left(\frac{\varepsilon_n R^3}{P_i G^2 \lambda^3} \right)^{1/4} \frac{1}{(\xi \eta)^{1/2}} e^{\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (r_0^2 + 4D\tau_{min})}}}^{-3(s-1)} h dh \quad (48)$$

Формула (48) характеризует прием из плоскости эхо. Анализ и построение функции (48) представляет еще большие трудности, чем анализ формулы (37) в случае устойчивых следов.

Рассмотрим некоторые частные случаи

1) Распределение отражений, принятых из узкого слоя в условиях интенсивной диффузии.

Допустим, что выполняется условие

$$p \ll \frac{3^{2/3}}{A_1^{1/6}} \left(\frac{\mu H}{\beta \cos \chi} \right)^{1/3} a_1 \left(\frac{\varepsilon_n R^3}{P_i G^2 \lambda^3} \right)^{1/6} \frac{1}{(\xi \eta)^{1/3}} e^{\frac{1}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (r_0^2 + 4D\tau)} \quad (49)$$

Это может иметь место в случаях приема из слоя, в котором давление намного меньше, чем на характеристической высоте; при весьма интенсивной диффузии, но при сравнительно большой длительности регистрируемого отражения τ (при этом в области первой зоны Френеля $\alpha \ll 2,4 \cdot 10^{12}$ эл/см).

Количество отражений с длительностями $\geq \tau$, принятых в течение часа из узкого слоя, для которого выполняется условие (49), можно представить в виде

$$N(\tau) = B_3 e^{-6 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (s-1) D \tau} \quad (50)$$

где

$$B_3 = \left(\frac{A_1}{a_1^2} \right)^{\frac{3}{4}(s-1)} \left(\frac{P_i G^2 \lambda^3}{\varepsilon_n} \right)^{\frac{3}{4}(s-1)} \left(\frac{\beta p}{\mu H} \right)^{\frac{3}{2}(s-1)} e^{-\frac{3}{2}(s-1) \left(\frac{2\pi r_0}{\lambda} \right)^2} \frac{1}{T} \cdot \quad (51)$$

$$\cdot \int_{-\theta_1}^{\theta_2} (\cos \theta)^{\frac{3}{4}(s-1)+2} d\theta \cdot h^{\frac{1}{4}(3s-7)} \Delta h \cdot$$

$$\cdot \int_{t_1}^{t_2} \frac{b}{s-1} (\sin \chi)^{\frac{3}{4}(s-1)-2} (\cos \chi)^{\frac{3}{2}(s-1)} dt,$$

и распределение длительностей (48) приводится к простому виду

$$P(\tau) = e^{-6 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (s-1) D(\tau - \tau_{min})}. \quad (52)$$

Таким образом, характер распределения $P(\tau)$ в данном случае определяется не только видом распределения метеорных тел по массам (то есть не только величиной показателя s), но также параметром атмосферы D и параметром аппаратуры λ .

2) Распределение длительностей радиоэхо, принятых из тонкого слоя, лежащего в области характеристической высоты.

Количество отражений с длительностями $\geq \tau$, принятых за единицу времени из тонкого слоя, расположенного в области характеристической высоты h_m , как можно показать, подставив (32) в (8) или (9), будет равно

$$N(\tau) = B_4 e^{-\left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 (s-1) D \tau}, \quad (53)$$

где

$$B_4 = \left(\frac{4}{9} A_1^{\frac{1}{2}} \right)^{s-1} \left(\frac{\beta}{\mu H} \right)^{s-1} \left(\frac{P_i G^2 \lambda^3}{\varepsilon_n} \right)^{\frac{s-1}{2}} e^{-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda} \right)^2 (s-1)} \frac{1}{T} \cdot \quad (54)$$

$$\cdot \int_{t_1}^{t_2} \frac{b}{s-1} (\sin \chi)^{\frac{3}{2}(s-1)-2} (\cos \chi)^{s-1} dt \int_{-\theta_1}^{\theta_2} (\cos \theta)^{\frac{3}{2}(s-1)-2} d\theta.$$

Нормированный интегральный закон распределения радиоэхо по длительностям, как следует из (35) и (53), в этом случае имеет вид

$$P(\tau) = e^{-\left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 (s-1) D(\tau - \tau_{min})}. \quad (55)$$

Как видно из (55), интегральное распределение (так же, как и в предыдущем случае (52) описывается экспонентой (рис. 3). Вид экспоненты определяется не только параметром s , но также интенсивностью диффузии и длиной волны радиолокатора.

Изменение $P(\tau)$ по мере увеличения τ в случае больших τ и D происходит резче, чем в случае приема из области $h \approx h_m$ (см. (52) и (55)).

Для удобства терминологии будем в последующем понимать под кратковременными отражениями—радиоэхо от неустойчивых следов

(τ —порядка сотых-десятых долей секунды); отражения средней длительности и продолжительные отражения будем относить к радиоэхо от устойчивых следов. Под отражениями средней длительности будем понимать радиоэхо с τ порядка секунд, а под продолжительными—порядка десятков секунд (при $\lambda \approx 8 \div 10$ м). Заметим, что „граница“ между кратковременными, средними и длительными отражениями

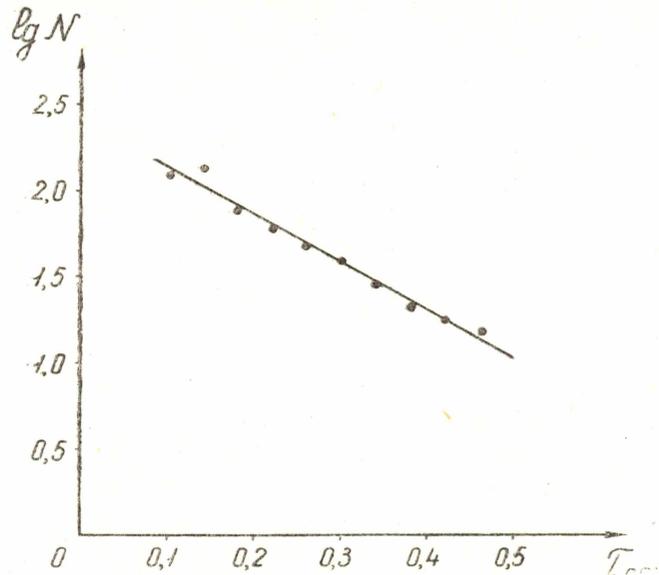


Рис. 3. Интегральное распределение метеоров по длительностям радиоэхо (область неустойчивых следов). Точки—результат эксперимента (с 1 ч. 10 мин. 5 ч. 20 мин. по местному томскому времени 16 декабря 1958 г. — эпоха потока Геминид). N —число метеоров, дающих отражения длительностью $\geq \tau_{сек}$.

определяется величинами D и λ . Весьма длительные отражения, существующие в течение многих минут, не подчиняющиеся теории Кайзера, здесь не рассматриваются.

Методы определения показателя s

По распределению метеорных радиоэхо по длительностям можно определить показатель, характеризующий распределение метеорных тел по массам. Нахождение s из $P(\tau)$ можно осуществить несколькими способами.

Аппроксимируя экспериментальное распределение отражений средней длительности (относящихся к устойчивым следам) $P(\tau)$ обратно-степенной функцией, получим, используя (44),

$$s = 1 + \frac{\lg \frac{N_1}{N_2}}{\lg \frac{\tau_2}{\tau_1}}, \quad (56)$$

или, используя (47),

$$s = 1 + \frac{4}{3} \frac{\lg \frac{N_1}{N_2}}{\lg \frac{\tau_2}{\tau_1}}, \quad (57)$$

где N_1 (и N_2)—количество отражений с длительностями $\tau \gg \tau_1$ (или $\gg \tau_2$).

На рис. 2 представлена зависимость N от τ в логарифмическом масштабе. Точками отмечены результаты наблюдений, проведенных в Томске в период потока Персеид 12 августа 1957 г. (представлен один часовой интервал с 2.00 до 3.00 по местному времени); наблюдения проводились на станции ТПИ-2 ($\lambda=10$ м) [4,17].

Определение показателя s по формуле (56) дает $s \approx 1,43$, по формуле (57)— $s \approx 1,57$; значение $s \approx 1,57$ лучше согласуется с известными данными [6,1].

В области длительных отражений (также относящихся к устойчивым следам), как видно из (41),

$$s \approx 1 + \frac{2}{3} \frac{\lg \frac{N_1}{N_2}}{\lg \frac{\tau_2}{\tau_1}}. \quad (58)$$

Аппроксимируя распределение отражений по длительностям в интервале $\tau = 10 \div 60$ сек (рис. 2) также обратно-степенной зависимостью, найдем, используя (58), $s \approx 1,52$. Этот результат отличается от $s \approx 1,57$ всего на ≈ 3 %.

Если бы в области длительных отражений показатель s определялся таким же образом, как и в области средних длительностей (то есть по формуле (57)), то для $\tau > 10$ сек получили бы $s \approx 2,06$. Именно такую ошибку и допускают авторы работы [1], определяя s в области средних и больших τ одинаковым способом. Так, например, для потока Геминид 1954 г. получено значение $s \approx 1,7$ и $s \approx 3,7$ [1].

В области кратковременных отражений, обусловленных неустойчивыми следами, распределение $P(\tau)$ носит экспоненциальный характер. Если выделяются отражения, пришедшие из области характеристической высоты, то, как следует из (53),

$$s = 1 + \frac{\lambda^2}{16\pi^2 D} \ln \frac{N_1}{N_2} \frac{1}{\tau_2 - \tau_1}. \quad (59)$$

Таким образом, для нахождения показателя s из распределения $P(\tau)$ в области кратковременных отражений необходимо знать рабочую длину волны и коэффициент диффузии.

Если ведется прием из всей плоскости эхо, то результат, полученный из (59), (а также из (57) и (58)) становится приближенным.

На рис. 3 представлено распределение длительностей кратковременных эхо в интервале $\tau = 0,1 \div 0,5$ сек. Наблюдения проводились в Томске 16 декабря 1958 г. с 1 ч. 10 мин. до 5 ч. 22 мин. местного времени. Использовалась станция ТПИ-2 ($\lambda=10$ м) [4,17] при повышенной скорости протягивания фотопленки $v_{пл} = 125$ см/мин (вместо обычно применявшегося режима фоторегистрации эхо-сигналов при $v_{пл} = 3 \frac{\text{см}}{\text{мин}}$). Такая высокая скорость протягивания пленки позволила измерять длительность отражений с точностью до нескольких сотых долей секунды.

Так как 16 декабря еще действовал поток Геминид, то разумно принять среднюю скорость метеоров равной $v \approx 34 \div 35$ км/сек [2] и коэффициент диффузии D в области h_m равным $\approx 4,2$ м²/сек [6,18]. При $D \approx 4,2$ м²/сек и $\lambda = 10$ м формула (59) примет вид

$$s \approx 1 + 0,346 \frac{\lg \frac{N_1}{N_2}}{\tau_2 - \tau_1} \quad (60)$$

Аппроксимируя зависимость $\lg N(\tau)$ прямой линией, находим $s \approx 1,94$. Этот результат, по-видимому, свидетельствует о преобладании спорадического фона в период наблюдений, так как в первой фазе потока (9—12 декабря) $s \approx 1,62 \pm 0,04$ [1].

Некоторые результаты исследования распределения метеорных тел по массам

Для исследования распределения метеорных тел по массам были использованы распределения длительностей устойчивых радиоэхо (средней продолжительности).

Показатель s находился по формуле (57). Величина s , как и следовало ожидать, не остается постоянной во времени (рис. 4). Поми-

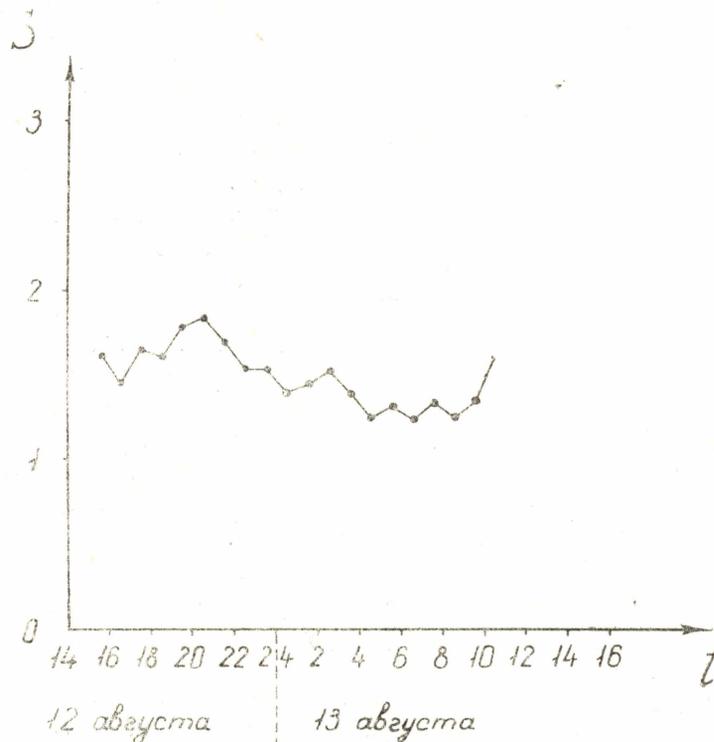


Рис. 4. Изменение показателя s в функции времени. t —томское декретное время. Точки—результат эксперимента (с 13 часов 12 августа по 11 часов 13 августа 1958 г.).

мо выяснения средней величины s для различных потоков и для спорадического фона представляет большой интерес выяснение статистических свойств показателя s при рассмотрении всей совокупности метеоров.

В связи с этим целесообразно найти пределы изменения, среднее и модальное значения величины s , а также построить закон распределения показателя s .

Для этой цели можно, найдя из $P(\tau)$ среднее значение показателя s для каждого часа, определить количество метеоров N , которым соответствует данное значение s , и представить N в функции s .

На рис. 5 построено дифференциальное распределение показателя s по результатам наблюдений, проводившихся в Томске на станции ТПИ-2 с августа 1957 г. по май 1958 г. [4]. За это время было зарегистрировано 174380 метеоров, в том числе 28540 метеоров с длительностью $\tau \geq 1$ сек.

Величина показателя s изменялась в пределах от 1,25 до 4; среднее значение $\bar{s} \approx 2,08$; дисперсия s на гистограмме (рис. 5) относительно невелика. Это, очевидно, указывает на количественное преобладание спорадических метеоров над метеорами потоков [4].

О возможности измерения коэффициента диффузии

Построение распределения кратковременных радиоэхо по длительности дает возможность установить связь между показателем s и коэффициентом диффузии D (см. (59)).

Показатель s может быть найден из распределения длительностей устойчивых радиоэхо (см. (57)). Если одновременно с регистрацией кратковременных отражений фиксируются также отражения от устойчивых следов, то, построив $P(\tau)$ в области радиоэхо средней длительности, находим s , а затем из $P(\tau)$ в области кратковременных отражений находим D (см. (59)).

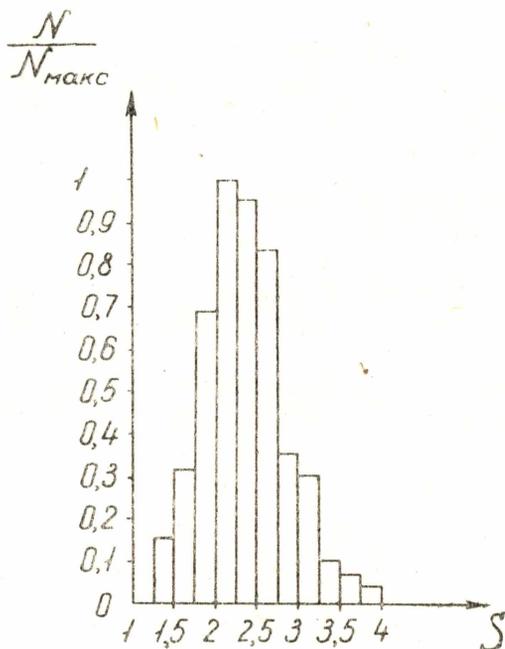


Рис. 5. Дифференциальное распределение метеоров по показателю s . N — количество метеорных тел с показателем s

в интервале $s - \frac{\Delta s}{2} < s < s + \frac{\Delta s}{2}$.

N_{\max} — соответствует интервалу $2 < s < 2,25$.

Сравнение распределений масс метеорных тел и длительностей радиоэхо

Характер распределения радиоэхо по длительностям может существенно отличаться от характера распределения метеорных тел по массам.

Если, как это обычно полагают, интегральный закон распределения метеорных тел по массам представляется обратно-степенной функцией

$$P_m(m) = \left(\frac{m_{\min}}{m} \right)^{s-1}, \quad (61)$$

то интегральный закон распределения радиоэхо по длительностям $P(\tau)$ определяется в общем случае функцией (36), а в случае наблю-

дения устойчивых и неустойчивых следов соответственно формулами (37) и (48).

В области средних длительностей метеорных радиоэхо (соответствующих устойчивым следам) распределение длительностей приблизительно повторяет распределение масс (см. (61) и (44)). Однако в области длительных отражений убывание количества эхо-сигналов по мере увеличения τ происходит быстрее, чем убывание числа метеорных тел по мере увеличения массы; но при этом распределение длительностей также подчиняется обратно-степенному закону (см. (61) и (41)).

В области же малых длительностей (соответствующих неустойчивым следам) возрастание количества кратковременных отражений по мере уменьшения τ происходит медленнее, чем увеличение количества метеорных тел по мере уменьшения массы m ; при этом распределение длительностей кратковременных отражений подчиняется экспоненциальному закону (см. (61) и (55)).

Распределения $P_m(m)$ и $P(\tau)$ иллюстрируются рисунком 6.

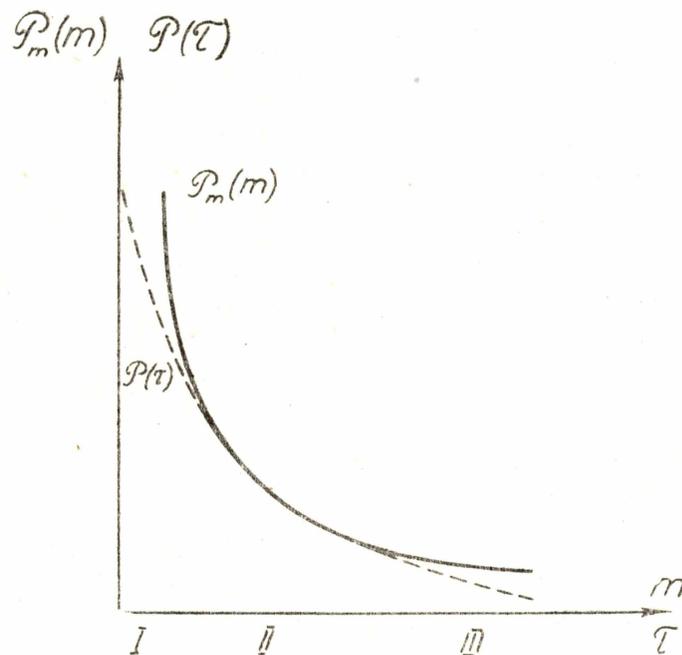


Рис. 6. Отклонение распределения $P(\tau)$ от распределения $P_m(m)$ (иллюстрация). P —интегральный закон распределения; m —масса метеорного тела; τ —длительность регистрации метеорного радиоэхо; I—область неустойчивых следов (кратковременное эхо). II и III—область устойчивых следов (II—отражение средней продолжительности; III—длительные отражения).

Отклонения $P(\tau)$ от $P_m(m)$ объясняются особенностями обнаружения метеоров в условиях нормального рассеяния радиоволн ионизированными следами.

Следует заметить, что, строго говоря, и в области средних продолжительностей $P(\tau)$ отличается от $P_m(m)$ (см. (61) и (47)).

Итак, при интерпретации результатов эксперимента необходимо иметь в виду, что различие характера распределения метеорных радиоэхо по длительностям в различных диапазонах τ может вовсе не

быть связанным с изменением показателя s (то есть с изменением закона распределения метеорных тел по массам) в соответствующих областях m .

Поэтому при определении показателя s из распределения $P(\tau)$ необходимо соблюдать осторожность: применение одной и той же расчетной формулы к области малых и больших длительностей может привести к неправильному выводу о характере $P_m(m)$.

Это, конечно, не означает, что метеорные тела, дающие регистрируемые радиоэхо длительностью в сотые доли секунды и метеорные тела, образующие следы, существующие десятки секунд, подчиняются одинаковому закону распределения $P_m(m)$. Вполне возможно, что в области больших m характер функции $P_m(m)$ будет иным, чем в области малых m , но это можно установить при условии правильного использования распределения $P(\tau)$ с учетом особенностей отражения радиоволн от устойчивых и неустойчивых метеорных следов.

Некоторые замечания

Распределению метеорных тел по массам посвящена значительная работа Брауна, Буллоу, Эванса и Кайзера [1]. В этой работе

отмечено различие характера распределения метеорных отражений по длительностям в области малых и больших τ (в случае устойчивых радиоэхо).

Вследствие этого авторы [1] в ряде случаев определяют два значения показателя s , характеризующего обратнo-степенной закон распределения метеорных тел по массам; так, например, для Геминид 1954 г. $s=1,7 \pm 0,2$ и $s=3,7 \pm 0,3$. То есть авторы приходят к выводу о существенном различии характеров распределения метеорных тел по массам в области масс, соответствующих длительностям отражений $\tau=1 \div 5$ сек и $\tau=5 \div 10$ сек (см. рис. 7).

Конечно, в большом интервале m закон $P_m(m)$ не остается неизменным. Однако в сравнительно небольших пределах m —показатель s изменяется не так существенно, как это следует из работы [1].

Как уже отмечалось, в области эхо средней длительности (случай устойчивых следов) $P(\tau)$, приблизительно повторяя $P_m(m)$, является обратнo-степенным законом. При меньших длительностях (в области неустойчивых следов) $P(\tau)$ —экспонента, при больших—также гиперболоа, но более крутая, чем в области средних длительностей.

Если предположить, что в работе [1] показатель $s \approx 1,7$ для интервала $\approx 1 \div 5$ секунд найден правильно, и пересчитать показатель

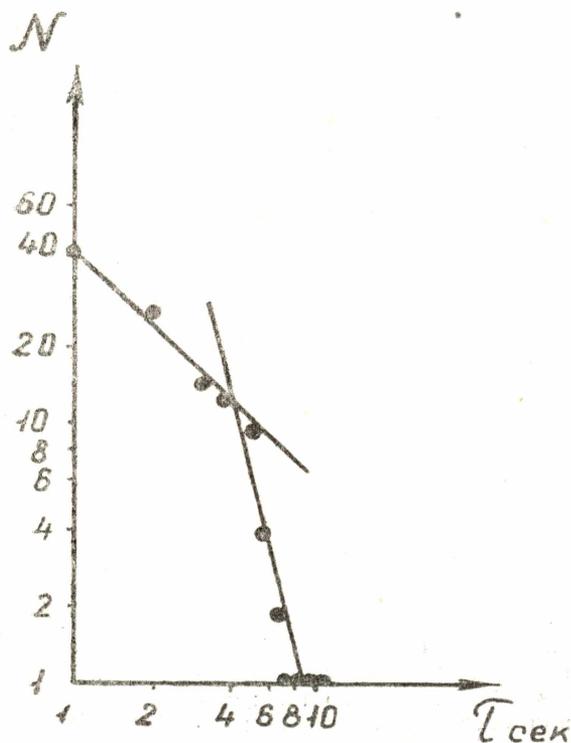


Рис. 7. Интегральное распределение радиоэхо по длительности (Геминиды, 1954 г.) [1]. N — количество метеоров, давших отражения длительностью $\geq \tau$.

s для $\tau \approx 5 \div 10$ сек (который авторами находился так же, как и для интервала $\tau \approx 1 \div 5$ сек) по формуле (58), то вместо значения $s=3,7$ получим $s=2,34$; то есть в пределах масс m , соответствующих длительностям $\tau \approx 1 \div 10$ сек, показатель s изменяется от $s=1,7$ до $s=2,34$, то есть приблизительно на 30 %, а не в 2,2 раза, как это получилось у Брауна, Буллоу, Эванса и Кайзера.

В заключение напомним, что здесь не затрагиваются весьма долго существующие следы.

Выводы

Получены аналитические распределения радиоэхо по длительностям $P(\tau)$ как для случая устойчивых, так и для неустойчивых метеорных следов. В первом случае (приближенно) $P(\tau)$ —обратно-степенная функция, во втором—экспонента.

Интегральный закон распределения длительностей радиоэхо устойчивого типа определяется в первом приближении лишь показателем s , характеризующим распределение метеорных тел по массам.

В случае же неустойчивых следов $P(\tau)$ характеризуется не только величиной показателя s , но также коэффициентом диффузии D и длиной волны λ .

Различный характер $P(\tau)$ в области кратковременных, средних и длительных отражений и наличие излома на кривой $P(\tau)$ являются естественным проявлением особенностей нормального рассеяния радиоволн метеорными следами; это, конечно, не опровергает возможности различия распределения метеорных тел по массам в области малых и больших m , не опровергается также нарушение условий нормального рассеяния радиоволн долго существующими метеорными следами (под влиянием вихревых течений в метеорной зоне). Но возможно, что в ряде случаев характер $P(\tau)$ в области больших τ определяется не турбулентностями и не изменением показателя s , а природой нормального рассеяния радиоволн ионизированными следами.

При интерпретации результатов наблюдений необходимо иметь в виду изменение характера $P(\tau)$ в различных областях τ : а) из-за непостоянства показателя s ; б) вследствие различного характера рассеяния радиоволн устойчивыми и неустойчивыми следами; в) из-за нарушения условий нормального рассеяния радиоволн (в частности, вследствие ионосферных вихрей).

Дан простой метод нахождения показателя s в случае устойчивых и неустойчивых следов.

Показана возможность допущения серьезной ошибки в оценке величины показателя s без учета различия в распределении отражений средней и большой продолжительности (в случае устойчивых следов).

Найдено распределение показателя s по наблюдениям метеоров на $\lambda=10$ м; $1,25 < s < 4$, $\bar{s} \approx 2$.

Дан простой метод определения коэффициента диффузии по распределению длительностей отражений от неустойчивых и устойчивых следов.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. C. Brown, K. Bullough, S. Evans, T. R. Kaiser. Characteristics of radio echoes from meteor trails. II. The distribution of meteor magnitudes and masses, Proc. Phys. Soc., B, **69**, 83, 1956.

2. A. C. V. Lovell. Meteor astronomy, Oxford, 1954, Б. Ловелл, Метеорная астрономия, перевод под редакцией Б. Ю. Левина, Госиздат физ.-мат. литературы, Москва, 1958.

3. Е. И. Финалко. Распределение метеорных радиоэхо по длительности (1. Отражения от устойчивых следов), Астрономический журнал, 36, вып. 5, 867, 1959.

4. Е. И. Фиалко. Некоторые результаты исследования метеорных тел по массам. Астр. цирк., № 195, 22, 1958.
5. Е. И. Фиалко. Распределение метеорных радиоэхо по длительности (II. Отражения от неустойчивых следов). Астрономический журнал, 37, вып. 3, 526, 1960.
6. T. R. Kaiser. Radio-echo studies of meteor ionization, J. Adv. Phys., 2, N. 8, 495, 1953.
7. T. R. Kaiser. Theory of the meteor height distribution obtained from radio-echo observations. M. N. R. A. S., 114, N 1, 39, 1954.
8. Б. Ю. Левин. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе. Изд. АН СССР, 1956.
9. T. R. Kaiser, R. L. Closs. Theory of radio reflections from meteor trails, Phil. Mag., Ser. 7, 43, N 336, 1, 1952.
10. Ф. И. Перегудов. О влиянии скоростей метеоров на часовое число в условиях радиобнаружения, Астр. журнал., 35, вып. 6, 888, 1958.
11. Е. И. Фиалко. Мощность сигнала, отраженного от метеорного следа в условиях интенсивной диффузии, Известия ТПИ, 100, 40, 1961.
12. Е. И. Фиалко. О влиянии длины волны на эффективность радиолокационного метода исследования метеоров. Известия Сибирского физико-технического института, вып. 37, 229, 1959.
13. Ф. И. Перегудов. Зависимость времени регистрации метеорных отражений от параметров радиолокационной станции. Астр. журн., 37, вып. 3, 530, 1960.
14. Е. И. Фиалко. Радиобнаружение неустойчивых метеорных следов в режиме фоторегистрации, Известия ТПИ, 100, 100, 1961.
15. Е. И. Фиалко. Радиобнаружение устойчивых метеорных следов в режиме интегрирования, Известия ТПИ, 100, 111, 1961.
16. Е. И. Фиалко. Распределение устойчивых метеорных радиоэхо по длительности, Известия Томского политехнического института, 105, 50, 1960.
17. Е. И. Фиалко, Ф. И. Перегудов, Э. К. Немирова, Г. С. Зубарев, И. Д. Золотарев, Л. А. Покровский. Аппаратура Томского политехнического института для радиолокационных наблюдений метеоров. Результаты исследований по программе МГГ. Ионосфера Сборник № 8, 65, 1961.
18. J. S. Greenhow, E. L. Neufeld. The diffusion of ionized meteor trails in the upper atmosphere. Journ. Atm. Terr. Phys., 6, N 2—3, 133, 1955.