

04:09

Рассеяние электромагнитного излучения ионизированной газовой средой

© К.А. Боярчук, Г.А. Ляхов, Н.В. Суязов

Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 25 июля 1995 г.)

Предложена статистическая модель рассеяния СВЧ излучения слабоионизированной газовой средой, подверженной действию жесткого ионизирующего излучения. Показано, что благодаря корреляции положений элементарных рассеивателей преобладающий вклад дает рассеяние на треках ионизирующих частиц высокой энергии. Оценена возможность радиолокационной регистрации следов радиоактивной ионизации воздуха. Рассчитана максимальная дистанция радиолокационного обнаружения облака радиоактивной примеси в зависимости от секундного выброса активности нуклидов. Проанализирована зависимость порога обнаружения от вида радиоактивности, геометрии наблюдения и длины волны зондирующего излучения.

Введение

Исследование механизмов рассеяния электромагнитного излучения радиоволнового диапазона следами ионизации радиоактивного излучения в больших объемах газовой среды имеет широкий круг физико-технических приложений, наиболее актуальным из которых представляется дистанционное зондирование [1] приземных слоев атмосферы с целью обнаружения и идентификации источников радиации. Концентрация молекул $n_M \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ здесь на много порядков превосходит плотности, характерные для ионосферы. Механизмы рассеяния радиоволн при этом резко отличаются от используемых при радиолокации ионосферы.

В ионосфере основную роль играют отражение от слоев с плазменной частотой ω_p , превышающей частоту зондирования ω , и рассеяние на флуктуациях, связанных с собственными модами волновых возмущений плазмы [2]. В приземных слоях атмосферы эти механизмы не работают, так как плотности ионизации тропосферы при достижимых уровнях ионизирующего излучения отвечают условию $\omega_p < \omega$ (плотность электронов $n_e \ll 10^{10} \text{ см}^{-3}$, поэтому электронная плазменная частота $\omega_p \ll 10^{10} \text{ с}^{-1}$), а коллективные плазменные возбуждения подавлены благодаря высокой частоте столкновений ν заряженных частиц с нейтральными молекулами ($\nu \gg \omega_p$). Значительно отличается в условиях тропосферы и кинетика формирования элементарных рассеивателей. Из-за высокой концентрации $n_{\text{O}_2} \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ молекул электроотрицательного кислорода в тропосферном воздухе время жизни свободных электронов определяется в основном процессом захвата их молекулами кислорода.

Кроме того, ионизация воздуха неоднородна — ионы и электроны концентрируются в треки вблизи траекторий ионизирующих частиц. Пространственная корреляция положений рассеивателей может обеспечивать при этом когерентное сложение амплитуд рассеяния отдельными частицами в треке.

Ниже представлен анализ особенностей рассеяния СВЧ излучения областями воздуха, ионизированного радиоактивным излучением; построена теоретическая модель применения этого явления для мониторинга радиоактивных следов в нижних слоях атмосферы.

1. Статистическая модель распределения элементарных рассеивателей при ионизации воздуха радиоактивным излучением

Рассеяние СВЧ излучения определяется свойствами и концентрацией элементарных рассеивателей — свободных электронов, положительных и отрицательных ионов. Последние образуются благодаря интенсивно идущему прилипанию электронов к молекулам и атомам кислорода. Время прилипания свободного электрона τ_t с образованием отрицательного иона при атмосферном давлении очень мало: $\tau_t \approx 0.5 - 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ в диапазоне энергий электрона E_e от тепловой 0.04 до $\approx 4 \text{ эВ}$ [3].

Вероятность обратного процесса освобождения электронов из отрицательных ионов при соударениях с молекулами пропорциональна концентрации молекул в метастабильном состоянии [3,4]. Известны лишь очень ограниченные данные о скоростях k_d разрушения; время жизни отрицательного иона можно поэтому оценить по усредненным значениям скорости разрушения k_d и относительной концентрации возбужденных молекул μ : $\tau_d = (\mu n_M k_d)^{-1}$. Для состояния $\text{O}_2(^1\Delta_g)$, в частности, $k_d \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [3], отсюда $\tau_d \sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ с} / \mu$, а отношение времен образования и разрушения $p \equiv \tau_t / \tau_d \approx 30 \cdot \mu$. При концентрации возбужденных молекул, характерной для газового разряда $\mu \sim 10^{-4}$, величина $\tau_d \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, а при $\mu \sim 3 \cdot 10^{-2}$ величина $\tau_d \approx 10^{-8}$ сравнима с τ_t и отношение $p \sim 1$.

Корреляция положений заряженных частиц на расстояниях, меньших $\lambda/4\pi$ вдоль направления луча радиолокатора и меньших зоны Френеля $(\lambda R)^{1/2}$ в поперечных направлениях, приводит к когерентному сложению полей элементарных рассеивателей. Когерентное рассеяние может быть обусловлено, во-первых, наличием резких границ (перепадов плотности). Другая причина — пространственная неоднородность ионизации: заряженные частицы излучения радионуклидов (α , β , тяжелые осколки) или быстрые комптон-электроны, выбиваемые γ -лучами (в воздухе комптон-эффект доминирует для γ -квантов с энергиями 0.1–5 МэВ), ионизируют воздух в треках, сосредоточенных вдоль их траекторий. Трек имеет радиус $r_{tr} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ см, длину $b(E_j)$, равную длине пробега ионизирующей частицы с энергией E_j , и содержит в момент t_j его образования E_j/E_0 пар заряженных частиц (ионов и электронов), где $E_0 \approx 34$ эВ — средняя энергия ионообразования в воздухе [5].

Уравнения для случайных величин — концентраций электронов n_e и положительных и отрицательных ионов n_{\pm} с учетом диффузии и дрейфа в электрическом поле \mathbf{E} имеют вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - D_e \Delta\right) n_e - \mu_e \operatorname{div}(n_e \mathbf{E}) + \tau_t^{-1} n_e - \tau_d^{-1} n_- + \beta_e n_e n_+ &= q, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - D_- \Delta\right) n_- - \mu_- \operatorname{div}(n_- \mathbf{E}) - \tau_t^{-1} n_e + \tau_d^{-1} n_- + \beta_i n_- n_+ &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - D_+ \Delta\right) n_+ + \mu_+ \operatorname{div}(n_+ \mathbf{E}) + \beta_e n_e n_+ + \beta_i n_- n_+ &= q, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi e(n_+ - n_e - n_-), \end{aligned} \quad (1)$$

здесь Δ — оператор Лапласа; D_e , D_{\pm} и μ_e , μ_{\pm} — коэффициенты диффузии и подвижности электронов и ионов; β_e , β_i — коэффициенты рекомбинации. Случайная функция $q(t, \mathbf{r})$ — объемная плотность скорости ионизации

$$q(t, \mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{N_M} n_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, \vartheta, \varphi, E_j) \delta(t - t_j). \quad (2)$$

Здесь $M_M \gg 1$ — полное число треков, возникших за время T_M в большом объеме V_M ; $N_M/(T_M V_M) = \bar{q}_{tr}$ — число треков, образуемых в единицу времени в единице объема; случайные величины \mathbf{r}_j , t_j , ϑ_j , φ_j — координата начала трека с номером j , время его возникновения и углы ориентации; n_0 — плотность и $\int n_0(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = E_j/E_0$ — полное число электронов, освобожденных в треке в момент его образования t_j ; E_j — энергия быстрой заряженной

частицы, порождающей трек. В простой модели трека плотность n_0 равна

$$n_0 = \frac{(E_j/E_0) \exp(z'/b - 1)}{\pi r_{tr}^2 b(E_j)} H(r_{tr}^2 - (x')^2 + (y')^2), \quad (3)$$

где $H(x) = 1$ при $x > 0$ и $H(x) = 0$ при $x < 0$; x' , y' , z' — декартова система координат, ось z' которой совпадает с направлением трека ($z' \leq b$).

Предполагаем, что вероятности возникновения треков в точке \mathbf{r}_j и в момент t_j равномерно распределены в объеме V_M и в интервале T_M , а различные треки статистически независимы и все случайные функции стационарны и однородны в пространстве. В такой статистике моменты функции $q(t, \mathbf{r})$ равны

$$\begin{aligned} \langle q \rangle &= \bar{q} = (\bar{E}_{tr}/E_0) \bar{q}_{tr}, \\ \langle \delta q(t', \mathbf{r}) \delta q(t'', \mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \rangle &\approx D(\boldsymbol{\rho}) \delta(t' - t''), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\delta q \equiv \bar{q} - q$,

$$\begin{aligned} D(\boldsymbol{\rho}) &= \bar{q}_{tr} \iiint n_0(\mathbf{r}, \vartheta, \varphi, E) n_0 \\ &\times (\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, \vartheta, \varphi, E) d\mathbf{r} \cdot p(\vartheta, \varphi, E) d\Omega dE, \end{aligned} \quad (5)$$

$p(\vartheta, \varphi, E)$ — нормированное распределение частиц, а $\bar{E}_{tr} = \iint E p(\vartheta, \varphi, E) d\Omega dE$ — средняя энергия частицы.

Для расчета статистических моментов электронной плотности линеаризуем (1) по флуктуациям $\delta n_{1,2,3} = n_{e,-,+} - \bar{n}_{e,-,+}$, где средние значения $\bar{n}_{e,-,+}$, не зависящие от координат и времени, определяются уравнениями

$$\begin{aligned} \tau_t^{-1} \bar{n}_e - \tau_d^{-1} \bar{n}_- + \beta_e \bar{n}_e \bar{n}_+ &= \bar{q}, \\ -\tau_t^{-1} \bar{n}_e + \tau_d^{-1} \bar{n}_- + \beta_i \bar{n}_- \bar{n}_+ &= 0, \\ \beta_e \bar{n}_e \bar{n}_+ + \beta_i \bar{n}_- \bar{n}_+ &= \bar{q}. \end{aligned} \quad (6)$$

Преобразование Фурье по пространственным координатам в (1) дает систему уравнений для фурье-компонент $\delta \tilde{n}_i$ флуктуаций плотности

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta \tilde{n}_i}{\partial t} + \sum_m a_{im} \delta \tilde{n}_m &= \delta \tilde{q}_i, \\ \|a_{im}\| &= \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $a_{11} = k^2 D_e + \chi_e \bar{n}_e + \tau_t^{-1} + \beta_e \bar{n}_+$, $a_{12} = \chi_e \bar{n}_e - \tau_d^{-1}$, $a_{13} = -\chi_e \bar{n}_e + \beta_e \bar{n}_e$, $a_{21} = \chi_- \bar{n}_- - \tau_t^{-1}$, $a_{22} = k^2 D_- + \chi_- \bar{n}_- + \tau_d^{-1} + \beta_i \bar{n}_+$, $a_{23} = -\chi_- \bar{n}_- + \beta_i \bar{n}_-$, $a_{31} = -\chi_+ \bar{n}_+ + \beta_e \bar{n}_+$, $a_{32} = -\chi_+ \bar{n}_+ - \beta_i \bar{n}_+$, $a_{33} = k^2 D_+ + \chi_+ \bar{n}_+ + \beta_e \bar{n}_e$, $k = |\mathbf{k}|$, $\chi_{e,\pm} = 4\pi e \mu_{e,\pm}$, $\delta \tilde{q}_2 = 0$, $\delta \tilde{q}_1 = \delta \tilde{q}_3 = (2\pi)^{-3} \int \delta q(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r}$, причем $\langle \delta \tilde{q}_{1,3}(t, \mathbf{k}) \delta \tilde{q}_{1,3}^*(t', \mathbf{k}') \rangle = \tilde{D}(\mathbf{k}) \delta(t - t') \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$. Из (5)

следует, что спектр $\tilde{D}(\mathbf{k})$ функции $D(\rho)$ в модели (4) трека (и при горизонтальном направлении луча радиолокатора, $\vartheta = \pi/2$, $\varphi = 0$) равен

$$\tilde{D}(k) = (2\pi)^{-3} \bar{q}_{tr} \iint \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 \frac{p(\vartheta, \varphi, E)}{1 + [kb(E) \sin \vartheta \cos \varphi]^2} d\Omega dE. \quad (8)$$

Уравнения для вторых моментов получаем, домножая (7) на $\delta \tilde{n}_i^*$, а комплексно-сопряженную систему — на $\delta \tilde{n}_i$ и усредняя. Дельта-коррелированность и независимость для различных моментов времени правых частей эволюционных уравнения (7) позволяет [6], используя причинность, записать одновременные смешанные моменты в виде

$$\langle \delta \tilde{n}_i(t, \mathbf{k}) \delta \tilde{q}_l^*(t, \mathbf{k}') \rangle = \frac{1}{2} c_{il} \tilde{D}(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}'),$$

где $c_{11} = c_{13} = c_{31} = c_{33} = 1$, а остальные c_{il} равны нулю.

Из пространственной однородности флуктуаций плотностей следует, что

$$\langle \delta \tilde{n}_i(t, \mathbf{k}) \delta \tilde{n}_i^*(t, \mathbf{k}') \rangle = \tilde{n}_{il}(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}'),$$

причем пространственными спектрами одновременных корреляторов управляют уравнения

$$\frac{\partial \tilde{\eta}_{il}}{\partial t} + \sum_{m,s} b_{ilms} \tilde{\eta}_{ms} = c_{il} \tilde{D}(\mathbf{k}), \quad (9)$$

где $b_{ilms} = a_{im} \delta_{ls} + \delta_{im} a_{ls}$.

Рассматриваемые случайные процессы предполагаются стационарными, поэтому их моменты не зависят от времени $\partial \tilde{\eta}_{il} / \partial t = 0$, а из вещественности коэффициентов (9) следует симметрия $\tilde{\eta}_{ms} = \tilde{\eta}_{sm}$. В результате (9) сводится к системе шести линейных уравнений относительно $\tilde{\eta}_{ms}$.

В слабоионизированном воздухе при атмосферном давлении для ионов $D_+ \approx D_- \approx D_i \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, $\chi_+ \approx \chi_- \approx \chi_i \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, а для электронов (в диффузии принимают участие главным образом электроны, освобожденные из отрицательных ионов, с энергиями $\sim 0.3-1 \text{ эВ}$) $D_e \approx 4 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, $\chi_e \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [7]. Коэффициенты рекомбинации $\beta_1 \approx 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\beta_e \approx 10^{-7}-10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [3,7], а время $\tau_t \approx 10^{-8} \text{ с}$. Предполагаем, что средняя плотность ионов $\bar{n}_+ \ll 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а отношение $p = \tau_t / \tau_d$ заключено в пределах $10^{-3}-1$. Для длины волны зондирующего излучения $\lambda \approx 1-10 \text{ см}$ ($k = 4\pi/\lambda$) оценки показывают теперь, что $\tau_t^{-1} \gg k^2 D_e$, $\tau_d^{-1} \gg (k^2 D_i, \chi_e \bar{n}_e, \chi_i \bar{n}_+, \beta_i \bar{n}_+)$, $\chi_i \gg \beta_i \gg \beta_e$ и $D_i / D_e \ll (p, \chi_i / \chi_e)$. С учетом этого приближенные решения (6) и (7) имеют вид

$$\bar{n}_e \approx p(1+p)^{-1} \bar{n}_+ + \tau_i \bar{q},$$

$$\tilde{\eta}_{11} \approx \frac{\tilde{D}(\mathbf{k})}{2} \left\{ \frac{p^2}{(1+p)^2 [2\beta_i (1+p)^{-1} \bar{n}_+ + k^2 D_1]} + \tau_t \right\},$$

$$\tilde{\eta}_{12} + \tilde{\eta}_{13} \approx \frac{p \tilde{D}(\mathbf{k})}{2\beta_i \bar{n}_+ + k^2 D_2},$$

$$\tilde{\eta}_{22} + \tilde{\eta}_{23} + \tilde{\eta}_{33} \approx \frac{2\tilde{D}(\mathbf{k})}{2\beta_i \bar{n}_+ + k^2 D_3}. \quad (10)$$

Средняя плотность положительных ионов здесь равна

$$\bar{n}_+ \approx [(1+p)\bar{q}/\beta_i]^{1/2}, \quad (11)$$

а эффективные коэффициенты диффузии $D_{1,2,3}$

$$D_1 \approx \frac{p D_e}{1+p} \times$$

$$\frac{(p\chi_e + 2\chi_i)\chi_i \bar{n}_+^2 k^{-4} + p D_e \chi_i \bar{n}_+ k^{-2} + p D_i D_e}{(1+p)^{-1} (p\chi_e + 2\chi_i)^2 \bar{n}_+^2 k^{-4} + p D_e \chi_i \bar{n}_+ k^{-2} + p D_i D_e},$$

$$D_2 \approx p D_e \times$$

$$\frac{(p\chi_e + 2\chi_i)\chi_i \bar{n}_+^2 k^{-4} + p D_e \chi_i \bar{n}_+ k^{-2} + p D_i D_e}{(p\chi_e + 2\chi_i)^2 \bar{n}_+^2 k^{-4} + p D_e (0.5p\chi_e + 2\chi_i) \bar{n}_+ k^{-2} + p D_i D_e},$$

$$D_3 \approx p D_e \times$$

$$\frac{(p\chi_e + 2\chi_i)\chi_i \bar{n}_+^2 k^{-4} + p D_e \chi_i \bar{n}_+ k^{-2} + p D_i D_e}{(p\chi_e + 2\chi_i)^2 \bar{n}_+^2 k^{-4} + p D_e (p\chi_e + 3\chi_i) \bar{n}_+ k^{-2} + p^2 D_e^2 / 4}. \quad (12)$$

Выражения, относящиеся к ионам, записаны здесь при $p \ll 1$, в противном случае вклад ионов пренебрежимо мал.

Условие применимости линеаризованной системы уравнений $\langle \delta n^2 \rangle / \bar{n}^2 \ll 1$ можно представить в виде $\beta \bar{E}_{tr} / [8\pi b(\bar{E}_{tr}) E_0 D_a] \ll 1$, где

$$D_a = p D_e \chi_i (p\chi_e + 2\chi_i)^{-1} \quad (13)$$

— коэффициент амбиполярной диффузии для рассматриваемого случая. Оценки показывают, что оно с запасом выполняется для приведенных значений параметров.

2. Обратное рассеяние СВЧ излучения ионизированным воздухом с учетом корреляции элементарных рассеивателей в треках

Удельное дифференциальное сечение σ обратного рассеяния представляет собой сумму когерентной и некогерентной составляющих $\sigma = \sigma_n + \sigma_{\text{coh}}$. Сечение некогерентного рассеяния в свою очередь складывается из электронной и ионной частей, каждая из которых пропорциональна соответствующей средней плотности частиц $\bar{n} = \bar{n}_{e,-,+}$:

$$\sigma_n = \varkappa r_e^2 \bar{n}, \quad (14)$$

где $r_e = e^2 / m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ — классический радиус электрона, $\varkappa = (m_e / m)^2 (1 + \nu^2 / \omega^2)^{-1}$, m и ν — масса частицы (электрона или иона) и частота ее

столкновений с молекулами, m_e — масса электрона, $\omega = 2\pi c/\lambda$.

При характерных для приземной атмосферы плотностях молекул частота ν упругих столкновений электронов с молекулами очень велика. Оценка ее по формуле $\nu_e = n_M \sigma_{tr} (2E_e/m_e)^{1/2}$, где σ_{tr} — транспортное сечение столкновения [3,7], для тепловых ($E_e = 0.04$ эВ) электронов дает $\nu_e \sim 10^{11}$ с⁻¹. Термализация электронов происходит медленно из-за малости отношения масс $m_e/M \approx 2 \cdot 10^{-5}$, где M — масса молекулы: время термализации электрона $t_T \approx 2M(\sigma_{tr} n_M)^{-1} (2E_e m_e)^{-1/2}$ до энергий порядка 1 и 0.04 эВ составляет соответственно 10^{-7} и 10^{-6} с. Следовательно, электрон за типичное время жизни $\tau_t \approx 10^{-8}$ с не успевает потерять заметную часть кинетической энергии и частота его столкновений с молекулами оказывается выше, чем у тепловых электронов. Для вторичных электронов ионизации с энергиями $E_e \sim 1-10$ эВ [8] частота столкновений $\nu_e = \nu_1 \sim 10^{12}-10^{13}$ с⁻¹. Для электронов, освобожденных из отрицательных ионов (оценку их энергии дает энергия связи электрона в ионе O_2^- , $E_e \sim 0.3$ эВ), частота столкновений $\nu_e = \nu_2 \sim 10^{12}$ с⁻¹.

В сантиметровом диапазоне радиоволн $\omega \approx 2 \cdot 10^{10}-10^{11}$ с⁻¹ сечение рассеяния на электроне значительно меньше, поэтому для классической величины r_e^2 коэффициент \varkappa в (14) порядка $10^{-2}-10^{-5}$.

Для ионов частота столкновений $\nu_i \sim 10^{10}$ с⁻¹ $\lesssim \omega$ и сечение слабо зависит от нее, однако из-за массового коэффициента величина \varkappa для них значительно меньше, чем для электронов $\varkappa \approx 4 \cdot 10^{-10}$. Следовательно, даже с учетом соотношения плотностей $\bar{n}_e/\bar{n}_+ \approx p/(1+p) \sim 10^{-1}-10^{-3}$ вкладом ионов в σ_n можно пренебречь.

Удельное сечение σ_{coh} когерентного рассеяния электромагнитной волны с волновым вектором \mathbf{k}_r для треков, длина b которых много меньше размера зоны Френеля ($b \ll (\lambda R)^{1/2}$), можно представить в виде

$$\sigma_{coh} = \frac{\omega^4}{16\pi^2 c^4} \int \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}) \delta\varepsilon^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \rangle \exp(2i\mathbf{k}_r \boldsymbol{\rho}) d\boldsymbol{\rho},$$

где $\delta\varepsilon$ — флуктуации диэлектрической проницаемости.

В данном случае

$$\delta\varepsilon = -\frac{4\pi e^2}{\omega} \left(\frac{\delta n_e}{m_e(\omega - i\nu_e)} + \frac{\delta n_-}{m_-(\omega - i\nu_-)} + \frac{\delta n_+}{m(\omega_+ - i\nu_+)} \right),$$

где $m_- \approx m_+ \approx M$ — массы ионов, $\nu_- \approx \nu_+ \approx \nu_i$ — частоты столкновений ионов с молекулами.

Учитывая сильное неравенство $\nu_e = \nu_{1,2} \gg \omega$, получаем

$$\sigma_{coh} \approx \frac{(2\pi)^3 \omega^2 r_e^2}{\nu_e^2} \left[\tilde{\eta}_{11} + \frac{2(\omega^2 + \nu_e \nu_i) m_e}{(\omega^2 + \nu_i^2) M} (\tilde{\eta}_{12} + \tilde{\eta}_{13}) + \frac{\nu_e^2 m_e^2}{(\omega^2 + \nu_i^2) M^2} (\tilde{\eta}_{22} + 2\tilde{\eta}_{23} + \tilde{\eta}_{33}) \right]. \quad (15)$$

Подставляя теперь (8), (10) в (15) и учитывая (14), получаем искомую формулу для оценки сечения обратного рассеяния на единичном объеме ионизированного воздуха

$$\sigma = \frac{\omega^2 r_e^2}{\nu_2^2} \left\{ \frac{g \bar{q}}{2} \left[\frac{p^2}{(1+p) [2\beta_i \bar{n}_+ + 4(1+p) k_r^2 D_1]} + \frac{4(p\nu_2 \nu_i m_e M^{-1} + \nu_2^2 m_e^2 M^{-2})}{(\omega^2 + \nu_i^2) (2\beta_i \bar{n}_+ + 4k_r^2 D_a)} \right] + \frac{p \bar{n}_+}{1+p} + \frac{\nu_2^2 (g/2 + 1) \bar{q} \tau_t}{\nu_1^2} \right\}, \quad (16)$$

где средняя плотность ионов \bar{n}_+ определяется формулой (11), а эффективный коэффициент диффузии D_1 — (12) при $k = 2k_r$.

В (16) учтено, что относительный вклад ионов может стать значительным только в длинноволновой области $\lambda \sim \pi p M c / m_e \nu_2 \sim p_5 \cdot 10^3$ см. Следовательно, можно пренебречь ω^2 по сравнению с $\nu_e \nu_i$ и, кроме того, для оценок по крайней мере при $\bar{n}_+ > 10^5$ см⁻³ использовать приближение $D_2 \approx D_3 \approx D_a$.

Коэффициент g в (16) равен числу когерентно рассеивающих свободных электронов (или положительных ионов) в треке в момент его возникновения. Он и определяет выигрыш за счет когерентного рассеяния; если баланс электронов определяется только прилипанием к атомам кислорода, то этот выигрыш равен $g/2$. Если плотность электронов определяют процессы освобождения электронов из ионов и рекомбинация ионов, то когерентный выигрыш также пропорционален g , но зависит и от других параметров. Общее выражение для коэффициента g

$$g = \frac{1}{\bar{E}_{tr} E_0} \iint \frac{E^2 p(\vartheta, \varphi, E)}{1 + [4\pi \lambda^{-1} b(E) \sin \vartheta \cos \varphi]^2} d\Omega dE,$$

где $\bar{E}_{tr} = \iint E p(\vartheta, \varphi, E) d\Omega dE$.

Для трека, образованного быстрым электроном (β -частицей или комптон-электроном), зависимость его длины b (в см) от энергии электрона E (в МэВ) дает соотношение Фламмерсфельда [8]

$$b(E) = 85 \left[(22.4E^2 + 1)^{1/2} - 1 \right], \quad (17)$$

а для трека, образованного α -частицей,

$$b(E) = 0.32(E)^{3/2}. \quad (18)$$

При ионизации воздуха α - и β -излучением энергия \bar{E}_{tr} равна средней энергии $\bar{E}_q \equiv E_{\alpha, \beta}$ самой частицы радиоактивного излучения. В радиоактивном облаке (шлейфе), все размеры которого много больше длины пробега первичной ионизирующей частицы, радиоактивное излучение изотропно, следовательно, изотропно и распределение треков по ориентациям $p(\vartheta, \varphi, E) = p(E)/4\pi$. Коэффициент g при этом равен

$$g = \frac{\bar{E}_q \arctg[4\pi \lambda^{-1} b(\bar{E}_q)]}{4\pi \lambda^{-1} E_0 b(\bar{E}_q)}. \quad (19)$$

В диапазоне $\lambda = 1-10$ см для треков α -частиц с энергиями 1–10 МэВ коэффициент g , согласно (18), (19), равен $0.4-4 \cdot 10^4$, для треков β -частиц с энергиями 0.01–1 МэВ он меньше $g = 10-700$.

При ионизации воздуха γ -квантами треки образуются комптон-электронами и именно к ним относятся величины E , \bar{E}_{tr} и $b(E)$ в (17), а распределение вероятности $p(\vartheta, \varphi, E)$ определяется дифференциальным сечением комптоновского рассеяния $d\sigma_c/dE$. Значения g в этом случае мало отличаются от соответствующих значений для β -излучения.

3. Оценка возможности радиолокационного обнаружения ионизированных областей воздуха

Средняя интенсивность ионизации \bar{q} в (22) для α - и β -частиц (длина пробега много меньше размеров шлейфа) связана с объемной плотностью активности нуклидов a простым соотношением $\bar{q} \approx (E_{\alpha,\beta}/E_0)a_{\alpha,\beta}$. Плотность активности $a_{\alpha,\beta}$ в шлейфе в свою очередь связана с величиной секундного выброса активности нуклидов $A_{\alpha,\beta}$ формулой Сэттона [9]

$$a_{\alpha,\beta} = \frac{2A_{\alpha,\beta}}{\pi r_c^2 u_w} \exp(-r^2/r_c^2).$$

Здесь u_w — скорость ветра, r — расстояние от оси шлейфа, r_c — радиус шлейфа (он линейно возрастает с увеличением расстояния l от трубы $r_c(l) \approx 0.1-0.05 l$ [9]).

Диаграмму направленности радиолокатора и форму импульса предполагаем гауссовыми с длительностью τ_p импульса и угловой шириной $\lambda S_a^{-1/2}$ диаграммы, где S_a — эффективная площадь антенны. Для оценки сечения σ_t рассеяния шлейфа заменим интегрирование по объему умножением на эффективный рассеивающий объем V (σ приблизительно пропорционально первой степени \bar{q} , по крайней мере при $\bar{n}_+ \lesssim 10^7$ см $^{-3}$)

$$\sigma_t \approx V \sigma_m, \quad (20)$$

$$V = \left\{ \left(\frac{S_a}{(\lambda R)^2} + \frac{1}{\pi r_c^2} \right) \left[\left(\frac{S_a}{(\lambda R)^2} + \frac{\cos^2 \psi}{\pi r_c^2} \right) \times \left(\frac{2}{c\tau_p} \right)^2 + \frac{S_a \sin^2 \psi}{\pi(\lambda R r_c)^2} \right] \right\}^{-1/2}.$$

Величина V в (20) — это объем шлейфа, наблюдаемого с расстояния R ; ось диаграммы направленности составляет угол ψ с осью шлейфа; σ_m — удельное сечение на оси шлейфа при

$$\bar{q} = \bar{q}_m = \frac{2E_{\alpha,\beta} A_{\alpha,\beta}}{\pi r_c^2 u_w E_0}. \quad (21)$$

Минимальную величину сечения обратного рассеяния, необходимую для радиолокационной регистрации объекта, определяет равенство [10]

$$\sigma_{\min} = F \frac{k_B T_0 \lambda^2 R^4}{E_p S_a^2}, \quad (22)$$

где E_p — энергия, излучаемая передатчиком в импульсе; T_0 — физическая температура антенны; k_B — постоянная Больцмана; коэффициент F характеризует отличие приемной системы от идеальной $F = (S/N)F_T F_f$, где F_T — отношение эффективной шумовой температуры приемной системы к физической температуре T_0 , F_f — произведение ширины частотной полосы пропускания приемной системы на длительность импульса τ_p , S/N — необходимое для надежного обнаружения объекта отношение сигнала к шуму.

Для радиолокационных систем без накопления по импульсам $F \gtrsim 10^1-10^2$.

Приравнявая (20) и (22), получаем уравнение для дальности R_{\max} радиолокационного обнаружения шлейфа при заданной скорости выброса $A_{\alpha,\beta}$. Приближенное аналитическое решение его

$$R_{\max} \approx \frac{\sqrt{\pi r_c^2 S_a}}{\lambda} \left[\frac{\cos \psi}{B} + \frac{C}{B^2} + \left(\frac{C}{B^2} \right)^{2/3} \right]^{-1/4},$$

$$C = 1 + (c\tau_p \sin \psi)^2 (4\pi r_c^2)^{-1},$$

$$B = \frac{2\pi c^3 \tau_p E_p r_c^2}{\nu_2^2 F k_B T_0 r_c^2} \left\{ \frac{g \bar{q}_m}{2} \left[\frac{p^2}{2(1+p)[\beta_i \bar{n}_+ + 8\pi^2(1+p)\lambda^{-2} D_1]} + \frac{2(p\nu_2 \nu_i m_e M^{-1} + \nu_2^2 m_e^2 M^{-2})}{(4\pi^2 c^2 \lambda^{-2} + \nu_i^2)(\beta_i \bar{n}_+ + 8\pi^2 \lambda^{-2} D_a)} \right] + \frac{p \bar{n}_+}{1+p} + \frac{\nu_2^2 (g/2 + 1) \bar{q}_m \tau_t}{\nu_1^2} \right\}. \quad (23)$$

Здесь \bar{n}_+ — средняя плотность положительных ионов на оси шлейфа

$$\bar{n}_+ \approx \left(\frac{2(1+p)E_{\alpha,\beta} A_{\alpha,\beta}}{\pi r_c^2 u_w E_0 \beta_i} \right)^{1/2},$$

интенсивность ионизации \bar{q}_m связана с $A_{\alpha,\beta}$ равенством (21), коэффициенты диффузии D_1 и D_a определяются формулами (12), (13) при $k = 4\pi/\lambda$, а величина g — соотношениями (17)–(19).

Для оценок используем типичные значения материальных параметров (слабоионизированный воздух при давлении 1 атм) $D_i = 6 \cdot 10^{-2}$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$, $D_e = 4 \cdot 10^2$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$, $\chi_i = 4 \cdot 10^{-6}$ см $^3 \cdot$ с $^{-1}$, $\chi_e = 2 \cdot 10^{-3}$ см $^3 \cdot$ с $^{-1}$, $\beta_i = 1.5 \cdot 10^{-6}$ см $^3 \cdot$ с $^{-1}$, $\tau_t = 10^8$ с, $\nu_1 = 3 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$, $\nu_2 = 10^{12}$ с $^{-1}$, $\nu_i = 10^{10}$ с $^{-1}$, $M = 5 \cdot 10^{-23}$ г, параметров радиолокатора $E_p = 1$ Дж, $\tau_p = 10^{-6}$ с, $S_a = 10$ м 2 , $F = 10$, параметров источника $E_\alpha = 2$ МэВ или $E_\beta = 1$ МэВ и параметров шлейфа $u_w = 1$ м/с, $r_c = 10$ м (на расстоянии 100–200 м от

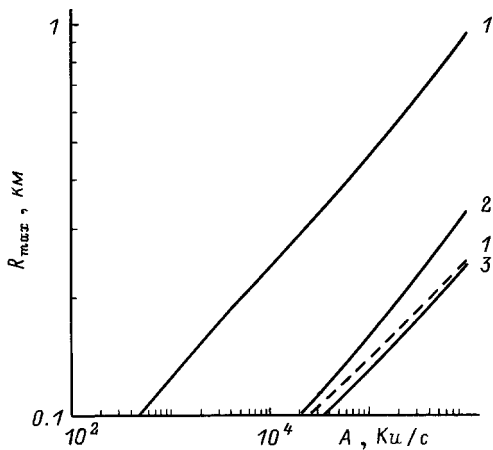


Рис. 1. Зависимость максимального расстояния R_{\max} радиолокационного обнаружения шлейфа от скорости выброса нуклидов A при концентрации возбужденных молекул $\mu = 10^{-4}$ ($p = 3 \cdot 10^{-3}$) для наблюдения вдоль ($\psi = 0$; 1 и 3) и поперек ($\psi = \pi/2$; 2) шлейфа при $\lambda = 1$ (1, 2) и 10 см (3). Сплошные кривые — α -радиоактивность, штриховые — β -радиоактивность.

трубы). Результаты расчетов (рис. 1, 2) показывают, что в наибольшей степени порог обнаружения зависит от концентрации μ возбужденных молекул и числа g когерентных рассеивателей в треке (последнее в свою очередь определяется длиной пробега и энергией частицы).

В предположении о низкой, характерной для газового разряда [3] концентрации возбужденных молекул $\mu = 10^{-4}$ возможно радиолокационное обнаружение лишь очень интенсивных выбросов, характерных для крупных аварий (при $A \sim 10^3 - 10^4$ Ки/с макси-

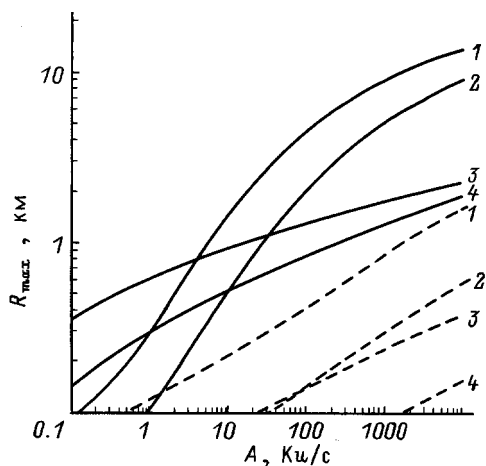


Рис. 2. Зависимость максимального расстояния R_{\max} радиолокационного обнаружения от скорости выброса нуклидов A при высокой концентрации возбужденных молекул $\mu = 3 \cdot 10^{-2}$ ($p \approx 1$) для наблюдения вдоль (1, 3) и поперек (2, 4) шлейфа при $\lambda = 1$ (1, 2) и 10 см (3, 4). Сплошные кривые — α -радиоактивность, штриховые — β -радиоактивность.

мальное расстояние обнаружения $R_{\max} = 100 - 300$ м), и то только для α -радиоактивности и в оптимальной геометрии — в направлении вдоль шлейфа (рис. 1).

Эффективность радиолокации выброса существенно растет с увеличением μ , которое могут обеспечить, во-первых, ультрафиолетовое излучение, во-вторых, жесткое излучение самого радиоактивного источника. Расчет кинетики этих двух процессов и роста концентрации μ составляет предмет отдельной работы. Оценки, выполненные в рассмотренной модели, показывают, что при увеличении концентрации возбужденных молекул до значений $\mu = 3 \cdot 10^{-2}$ (рис. 2) дальность обнаружения выброса существенно растет. Например, аварийный выброс с $A \sim 10^4$ Ки/с при аналогичных условиях (α -радиоактивность, наблюдение вдоль шлейфа) может быть обнаружен с расстояния более ≈ 10 км, а с расстояния порядка 300–400 м регистрируется шлейф при $A_\alpha \sim 10^{-1}$ Ки/с (ср.: интенсивность штатных выбросов может достигать $10^{-3} - 10^{-2}$ Ки/с). Для регистрации не слишком интенсивных выбросов длинноволновый радиолокатор ($\lambda \approx 10$ см) здесь оказывается более эффективным (рис. 2, кривые 1 и 3, 2 и 4). Этот эффект обусловлен преобладанием при малых и умеренных плотностях ионизации диффузионного механизма релаксации треков и тем, что характерный масштаб когерентности рассеивателей пропорционален λ ($\sim \lambda/4\pi$). Зависимость порога обнаружения от длины волны есть результат конкуренции четырех механизмов: дифракционной расходимости СВЧ волны, влияния на рассеяние упругих столкновений электронов с молекулами (эффект определяется отношением $\omega^2/\nu_{1,2}^2$), зависимости g от λ и диффузионной релаксации треков; при этом результат конкуренции существенно зависит от значения μ .

Условия радиолокационного обнаружения β - (а также γ -) радиоактивных выбросов значительно жестче вследствие меньших значений параметра g : регистрация выброса с интенсивностью $A_\beta \sim 10$ Ки/с даже при $\mu = 3 \cdot 10^{-2}$ и наблюдении вдоль шлейфа возможна только с расстояния $\lesssim 200 - 300$ м.

Заключение

Естественное направление уточнения представленной теоретической модели — учет влияния ионов в треках на процессы формирования и группировки аэрозолей (конденсация на треках и прилипание к ним аэрозолей с образованием сложных структур). Заряженные вследствие прилипания к ним ионов аэрозольные частицы могут притягиваться в результате электростатической индукции. Кроме того, заряженные аэрозоли и ионы служат ядрами конденсации водяных паров. Группировка аэрозолей также должна происходить в основном около треков, и сечение σ рассеяния на аэрозолях для областей воздуха, подверженных действию радиации, должно

возрастать по сравнению с областями вне шлейфа, где положение аэрозольных частиц некоррелировано. Оценку влияния аэрозольного механизма рассеяния можно сделать исходя из рассчитанного в разделе 2 коэффициента выигрыша g .

Другая актуальная задача — расчет концентрации μ молекул в метастабильных возбужденных состояниях и времени разрушения отрицательных ионов. При этом необходимо учитывать как внешние источники возбуждения, например ультрафиолетовое излучение солнца (резко зависящее от погодных условий), так и возбуждение молекул самим жестким излучением радиоактивного источника.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-17642).

Список литературы

- [1] Боярчук К.А., Кононов Е.Н., Ляхов Г.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 6. С. 67–72.
- [2] Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 1972. 563 с.
- [3] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [4] Месси Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
- [5] Абрамов А.И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977. 525 с.
- [6] Азманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
- [7] Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [8] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного и бета-излучения. М., 1969. 60 с.
- [9] Ласкорин Б.Л. Охрана окружающей среды на предприятиях атомной промышленности. М.: Энергоиздат, 1982. 201 с.
- [10] Справочник по радиолокации / Под ред. М.Скольника. М.: Сов. радио, 1976. Т. 1. 455 с.