

04;09;12

К вопросу о продольной устойчивости ионизационных образований техногенного происхождения

© А.П. Елохин

(Поступило в Редакцию 4 сентября 2000 г. В окончательной редакции 10 ноября 2000 г.)

Рассматривается механизм продольной устойчивости ионизационных образований техногенного происхождения, связанных с ионизацией воздуха радиоактивными продуктами аварийных выбросов радиационно-опасных предприятий. В основе механизма устойчивости лежит явление поляризации облаков при разделении в них под действием силы тяжести разноименно заряженных тяжелых ионов. Расчеты продольного и поперечного распределений тяжелых ионов (заряженных капель воды) и их разности, проведенные в цилиндрической геометрии, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными независимыми авторами. Проведены расчеты коэффициента отражения электромагнитных волн от ионизированного воздушного слоя. Сравнение зависимости модуля коэффициента отражения от длины волны с расчетными и экспериментальными данными в области сантиметровых длин волн показало удовлетворительное согласие. Найден оптимальный диапазон длин волн, при которых модуль коэффициента отражения резко возрастает.

Как показано в работе [1], над загрязненной радиоактивной примесью подстилающей поверхностью за счет ионизации воздушной среды возникают ионизационные образования — плазмоиды, принимающие геометрическую форму тел вращения (цилиндров, эллипсоидов, усеченных конусов и т.д.). Поперечные размеры этих образований в общем случае зависят от площади радиоактивного загрязнения подстилающей поверхности. Наиболее характерные размеры плазмоидов, рассматриваемых в [1], составляли от нескольких десятков до нескольких сотен метров в поперечнике и не менее нескольких сотен метров высотой. Особенностью этих образований, как показали натуральные эксперименты, является их устойчивость к внешним воздействиям (ветер, наличие влажности и т.д.). Рассмотренный в работе [1] эффект отражения электромагнитных волн от плазмоидов требует уточнения таких их характеристик, как неоднородность пространственного распределения ионов, устойчивость этих образований и, наконец, характер зависимости коэффициента отражения от длины волны, сканирующей эти образования. Последнее особенно интересно, поскольку некоторые исследователи, работая в сантиметровом диапазоне длин волн, обнаруживали эффект отражения лишь после существенного увеличения чувствительности [2].

Рассматривая ионизационные образования в атмосфере, т.е. в смеси газов, в которой кислород составляет 21%, еще раз подчеркнем, что они в основном должны представлять ион-ионные, но не электрон-ионные образования. В основе этого утверждения лежат следующие соображения. Время жизни свободного электрона в воздухе до его захвата молекулой (атомом) кислорода составляет $\tau_3 \sim 1/k_3 N_{O_2} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ s ($k_3 = 8.85 \cdot 10^{-11}$ cm³/s — коэффициент захвата свободного электрона нейтральным атомом или молекулой; $N_{O_2} = 0.21 N_0$ cm⁻³ — концентрация молекул кислорода в воздухе, $N_0 = 2.75 \cdot 10^{19}$ cm⁻³). Скорость электрон-ионной рекомбинации k_{ei} составляет $\sim 10^{-7}$ cm³/s. Если принять, что в результате радиационной аварии в

воздухе создается мощность дозы $I = 1$ R/h (очень крупная авария), то при радиационном выходе электрон-ионных пар ($G = 2.08 \cdot 10^9$ R⁻¹ · cm⁻³) в воздухе при электрон-ионной рекомбинации образуется $n_e = N_+ \approx \sqrt{GI/k_{ei}} = 2.4 \cdot 10^6$ cm⁻³. При этом время жизни электрона до рекомбинации с ионом составляет $\tau_r \sim 1/k_{ei} n_e \approx 4$ s. Из сравнения τ_3 , τ_r видно, что электрон после "рождения" в результате акта ионизации атома или молекулы и сброса своей энергии до тепловых значений через 2 ns захватывается нейтральным атомом или молекулой кислорода с образованием отрицательного иона. Нетрудно показать, что оценка концентраций положительных N_+ , отрицательных N_- ионов и электронов N_e в условиях стационарного излучения с точностью до членов, учитывающих самораспад отрицательных ионов, может быть получена из системы уравнений $GI - k_{ii} N_+ N_- - k_{ei} N_+ N_e = 0$, $N_+ = N_- + N_e$, $GI - k_3 N_0 N_e - k_{ei} N_+ N_e = 0$, которая сводится к уравнению третьего порядка: $k_{ei} N_+^3 + k_3 N_0 k_{ei} N_+^2 - k_{ei} G I N_+ - G I k_3 N_0 k_{ei} / k_{ii} = 0$. Решение последнего и определяет концентрации $N_e = [GI - k_{ei} N_+^2] / [k_3 N_0 (1 - k_{ei} / k_{ii})]$, $N_- = N_+ - N_e$, N_+ . Так, при заданных выше постоянных и скорости ион-ионной рекомбинации, равной $k_{ii} = 1.6 \cdot 10^{-6}$ cm³/s, значение искоемых концентраций равно: $N_+ = 6.021 \cdot 10^5$ cm⁻³, $N_- \approx 6.021 \cdot 10^5$ cm⁻³, $N_e = 1.036 \cdot 10^{-3}$ cm⁻³. Такое существенное различие в концентрации ионов и электронов обусловлено именно тем, что кислорода в 10¹³ раз больше, чем положительных ионов, даже при такой высокой мощности дозы. Поэтому при длительности локализации $\tau_{л} \sim 2-3$ μs в реальной атмосфере и тем более в ее пограничном слое, где и формируются ионизированные образования — плазмоиды, необходимо рассматривать их как ион-ионные образования¹ (как показано ниже, захват ионов молекул воды приводит к ионно-капельным образованиям), но не как электрон-ионные. В земных условиях рассматривать электрон-ионные плазменные

¹ К аналогичным выводам пришли и авторы работы [2]

образования возможно в том случае, если увеличить время жизни свободного электрона. Это увеличение можно осуществить путем уменьшения концентрации кислорода в воздухе, например, за счет уменьшения давления атмосферы, что достигается в ее верхних слоях, но не рассматривается автором. С учетом найденных значений концентраций электронов и ионов оценим изменения диэлектрической проницаемости воздушной среды в области радиоактивного загрязнения подстилающей поверхности [3]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N_e e^2}{m_e(\omega^2 + \nu^2)} - \frac{4\pi N_+ e^2}{M_+(\omega^2 + \nu^2)} - \frac{4\pi N_- e^2}{M_-(\omega^2 + \nu^2)}$$

$$\approx 1 - \frac{4\pi e^2 N_i}{(\omega^2 + \nu^2) M_i} \left(2 + \frac{N_e M_i}{m_e N_i} \right),$$

где ν — частота соударений, ω — частота электромагнитной волны, $M_+ = M_- = M_i$ — масса ионов, m_e — масса электрона и $N_i \approx N_+ \approx N_-$.

Принимая в качестве массы иона молекулу кислорода, из последнего выражения находим, что влиянием электронов на изменение диэлектрической проницаемости можно пренебречь, поскольку при найденных значениях N_e , N_i отношение $M_i N_e / m_e N_i \approx 10^{-4} \ll 1$. Полученное неравенство остается справедливым и при массе тяжелых ионов, равной $10^3 M_i$.

В настоящей работе учитывается, что формирование ионизационных образований осуществляется в реальной атмосфере, характеризующейся определенной влажностью и дисперсным составом ионов [4]. Поэтому эти особенности среды обязательно должны быть учтены при описании физической структуры образований и внести определенную ясность в условия их устойчивости. Действительно, наличие определенной влажности в регионе, в котором наблюдаются эти явления (предполагается, что обязательно имеет место радиоактивное загрязнение подстилающей поверхности или происходит выброс радиоактивной газоаэрозольной примеси, или выход радиоактивного газа, например радона, из разломов земной коры как предвестник землетрясений [5]), должно приводить к образованию тяжелых ионов, подвижность и коэффициент диффузии которых значительно меньше легких, что обязательно должно сказываться на условиях переноса этих ионов и поперечной устойчивости плазмоида в целом. Кроме того, на тяжелые ионы в отличие от легких аэроионов действуют дополнительные силы — силы тяжести, которые приводят к пространственному разделению зарядов. Идея разделения тяжелых ионов, из которых большей массой обладали отрицательные, под действием силы тяжести позволила Я.И. Френкелю объяснить причину электрической поляризации облаков и их механическую устойчивость при наличии восходящих воздушных потоков [6]. Также следуя результатам этой работы, полагаем, что в поле действия источника γ , β -излучения, т.е. в приземной области, загрязненной при выпадении аэрозолей после прохождения радиоактивного облака, в результате ионизации воздуха происходит образование положительных и отрицательных ионов,

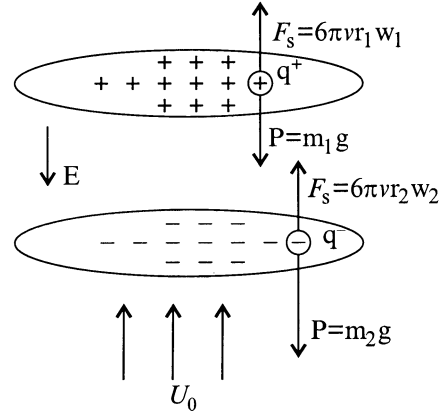


Рис. 1. Иллюстрация к механизму поляризации водного облака, образовавшегося в атмосфере при захвате ионов каплями воды или микроскопическими частицами пыли.

которые при наличии влажности образуют гидратированные комплексные ионы того и другого знаков [4].

Рассмотрим движение водных капель массой m_1, m_2 с радиусами r_1, r_2 ($r_1 \ll r_2$), имеющих электрический заряд соответственно q^+ и q^- . На движущуюся каплю действуют сила тяжести mg , сила Стокса $F_s = 6\pi\nu r_1 w$ и сила электростатического взаимодействия $F = Eq^\pm$, где g — ускорение силы тяжести; ν — динамическая вязкость воздуха; w — скорость относительного движения; E — напряженность электрического поля, возникающего в результате поляризации ионизированного слоя. Движение каждой капли в поле действия этих сил иллюстрируется на рис. 1 и описывается уравнениями

$$m_1 \frac{dw}{dt} = m_1 g - 6\pi\nu r_1 w + Eq^+,$$

$$m_2 \frac{dw}{dt} = m_2 g - 6\pi\nu r_2 w - Eq^-.$$

Решение при начальной скорости капли, равной нулю, имеет вид

$$w_1 = \frac{m_1 g + Eq^+}{6\pi\nu r_1} \left[1 - \exp\left(-\frac{6\pi\nu r_1 t}{m_1}\right) \right],$$

$$w_2 = \frac{m_2 g - Eq^-}{6\pi\nu r_2} \left[1 - \exp\left(-\frac{6\pi\nu r_2 t}{m_2}\right) \right].$$

Для установившегося движения при $r_2 = 10^{-3}$ см и $t \gg \tau_{\max} = m_2 / 6\pi\nu r_2 = 2\rho r_2 / 9\nu \approx 10^{-3}$ с, т.е. когда $w_1 = w_2$, величина электрического поля при $m = (4/3)\pi\rho r^3$ равна

$$E = g \frac{m_2 r_1 - m_1 r_2}{q(r_2 + r_1)} = \frac{4}{3} \pi \rho g r_1 r_2 \frac{r_2 - r_1}{q},$$

которое при $r_1 = 10^{-4}$ см и $r_2 = 10^{-3}$ см, $\rho = 1 \text{ гсм}^{-3}$ и $q = e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ С, составляет величину $\sim 2.5 \cdot 10^5$ В/см, тогда как напряженность электрического поля Земли составляет ~ 1.3 В/см. Заметим,

что с увеличением влажности атмосферы величина напряженности электрического поля пробоя также будет расти [7]. Скорость коллективного установившегося движения капель равна

$$w = \frac{2\rho g}{9\nu} [r_2^2 - r_1 r_2 + r_1^2]$$

или при $r_2 \gg r_1$

$$w = \frac{2\rho g}{9\nu} r_2^2,$$

которая при заданных значениях параметров и $\nu \approx 1.94 \cdot 10^{-5}$ kg/ms составляет 1 cm/s. Таким образом, в радиационном поле излучения источника образующиеся аэроионы при наличии влажности или пыли создают тяжелые ионы, формирующие водные или пылевые облака, которые поляризуются под действием силы тяжести этих ионов. Убедительным аргументом в пользу существования такого механизма может служить экспериментальное измерение разности электропроводности $\delta\lambda = (\lambda_+ - \lambda_-)$ как функции высоты, полученное в работе [8] и приведенное на рис. 2. При наличии восходящих воздушных потоков, скорость которых может составлять ~ 1 m/s, согласно [6], аэроионы будут увлекаться этим потоком, захватываться каплями воды, образуя тяжелые, преимущественно отрицательные ионы, которые, разделяясь под действием силы тяжести, наряду с положительным зарядом мелких капель или микроскопическими частицами пыли, адсорбирующими положительный заряд из воздуха, будут создавать слоистую структуру, продольная устойчивость которой будет обусловлена как электростатическим взаимодействием между слоями, так и постоянством восходящего воздушного потока. Оценим величину силы электростатического взаимодействия между слоями, рассматривая подобную систему как плоский конденсатор с поверхностным зарядом $\sigma = \epsilon\epsilon_0 E$, где E — найденное ранее значение

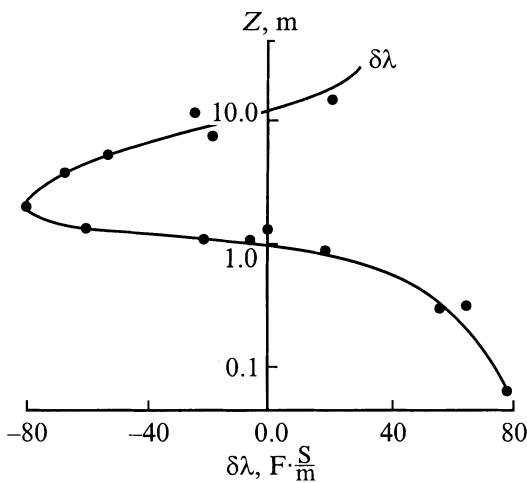


Рис. 2. Высотный профиль разности электропроводности воздуха $\delta\lambda = (\lambda_+ - \lambda_-)$. Полигон КЭ ИЭМ в Заполярье в 7 km от аварийного блока ЧАЭС (18 мая 1987 г.) [8], F — значение электропроводности фона.

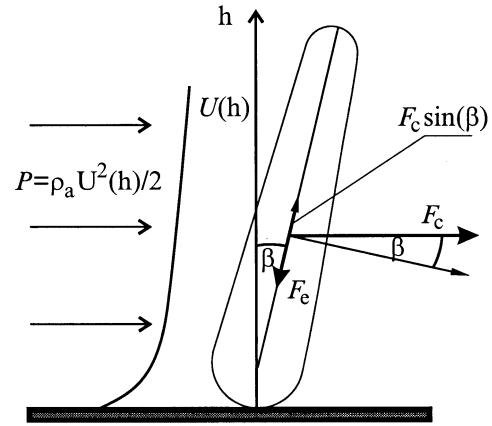


Рис. 3. Иллюстрация к вопросу о продольной устойчивости "плазмOIDов".

электрического поля и $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m. В условиях весомых "пластин" конденсатора энергия их электростатического взаимодействия $CU^2/2$, где C — емкость конденсатора, U — разность потенциалов "пластин", должна уравниваться работой внешних сил $F_e d$, где d — расстояние между "пластинами", не позволяющими им "схлопнуться". Из равенства $CU^2/2 = F_e d$ находим $F_e = CU^2/2d$. Для плоского конденсатора $C = \epsilon\epsilon_0 S/d$, а $U = Q/C$, где $Q = \sigma S$. Таким образом, $F_e = \epsilon\epsilon_0 S E^2/2$ и при $\epsilon = 1$ (для воздуха) и $S = \pi R_0^2$ ($R_0 = 5$ m, R_0 — радиус плазмOIDа) $F_e = 2.17 \cdot 10^5$ N. Очевидно, что с ростом размеров капель эта сила будет возрастать, поскольку напряженность электрического поля будет расти как квадрат радиуса капли. При скорости воздушного потока $U_0(h)$ найдем составляющую силы F_c , разрывающую плазмOID при воздействии на него воздушным потоком (рис. 3). При давлении воздушного потока $P = \rho_a U_0^2(h)/2$, где ρ_a — плотность воздуха, сила равна

$$F_c = \frac{\rho_a}{2} \int_0^h U_0^2(h) ds, \quad \text{где } ds = 2R_0 dh.$$

Аппроксимируя $U_0(h)$ выражением вида $u_{z_0}(h/z_0)^m$ при $z_0 = 10$ m и $m = 0.5$ [9], находим

$$F_c = \frac{\rho_a}{2} u_{z_0}^2 2R_0 \left(\frac{h}{z_0}\right)^{2m} \frac{h}{2m+1} \quad \text{и} \quad \bar{F}_c = \frac{1}{H} \int_0^H F_c(h) dh,$$

что при заданных параметрах и $H = 500$ m дает

$$\bar{F}_c = \frac{\rho_a u_{z_0}^2 R_0 H}{(2m+1)(2m+2)} \left(\frac{H}{z_0}\right)^{2m}.$$

Последнее при $u_{z_0} = 3-5$ m/s составляет $2.25-6.25 \times 10^5$ N. При отклонении плазмOIDа на угол $\beta = 10^\circ$ составляющая $\bar{F}_c \sin \beta$, действующая на разрыв плазмOIDа, равна $\bar{F}_c \sin \beta \approx 3.9 \cdot 10^4 - 1.09 \cdot 10^5$ N, т. е. представляет

собой величину, либо значительно меньшую, чем F_e , либо сравнимую с ней. Но с ростом скорости ветра будет, очевидно, увеличиваться и угол наклона, так что при $\beta = 15^\circ$ $\bar{F}_c \sin \beta \approx 1.62 \cdot 10^5$ N. Таким образом, если скорость ветра такова, что угол, на который отклоняется плазмоид от вертикального положения, не превышает некоторое предельное значение $\beta_{пр} \approx \arcsin(F_e/\bar{F}_c)$, то можно говорить о продольной устойчивости плазмоида в данных условиях и о реальности существования таких объектов техногенного происхождения, учитывая, что формирование плазмоидов осуществляется при наличии восходящих воздушных потоков.

Уяснив основные механизмы, характеризующие устойчивость плазмоидов, сформулируем систему уравнений, определяющих концентрацию аэроионов, тяжелых ионов, концентрацию капельной влаги, способствующей их образованию, и приведем краткое изложение методики измерений основных параметров, необходимых для определения указанных величин.

Относительная влажность D при заданной температуре окружающего воздуха T определяется отношением $D = P/P_{нас}(T)$, где P — парциальное давление паров воды в атмосфере (искомая величина) при температуре T ; $P_{нас}$ — парциальное давление паров воды при термодинамическом равновесии при заданной температуре (табл. 1); D — измеряемая величина и $P = DP_{нас}$. Используя закон Авогадро $PV = (m/\mu)RT$, где V — рассматриваемый объем ($V_{ед} = 1 \text{ cm}^3$), m — масса пара (воды), μ — вес грамм-молекулы воды ($\mu_{H_2O} = 18$), R — газовая постоянная, находим $m = PV_{ед}/RT$ или $m = DP_{нас}V_{ед}/RT$. Полагая, что капля воды представляет собой шар радиусом r , величину которого можно найти как усредненное значение r по спектру капель вида $f(V) = Ae^{-V/V_0}$, где A определяют из условия $A \int_0^\infty f(V)dV = N_k$, N_k — количество капель в единице объема, т.е. их концентрация [6], для \bar{r} , переходя к радиусу капли ($V = 4\pi r^3/3$) $f(r) = B \exp(-r/r_0)^3 r^2 dr$, находим

$$\bar{r} = \left[\int_0^\infty e^{-(r/r_0)^3} r^3 dr \right] / \left[\int_0^\infty e^{-(r/r_0)^3} r^2 dr \right].$$

Вычисляя интеграл в числителе, получаем

$$\int_0^\infty e^{-(r/r_0)^3} r^3 dr = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{r_0^3} \right)^{-\frac{4}{3}} \Gamma\left(\frac{4}{3}\right) = r_0^4 \frac{1}{9} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right),$$

где $\Gamma(z)$ — гамма-функция и $\Gamma(z+1) = z\Gamma(z)$.

Вычисление в знаменателе дает $r_0^3/3$, так что для \bar{r} находим $\bar{r} = 0.893r_0$. Найденное \bar{r} позволяет определить массу воды в $V_{ед}$ как $(4/3)\pi\bar{r}^3\rho N_k$, где $\rho = \rho(T)$ — плотность воды (табл. 2), и в конечном итоге вычислить значения N_k , как

$$N_k = \frac{3DP_{нас}(T)\mu}{4\pi\bar{r}^3\rho(T)RT} V_{ед}.$$

Таблица 1. Зависимость давления насыщенных паров воды $P_{нас}$ от температуры [10]

$t, ^\circ\text{C}$	P, kPa	$t, ^\circ\text{C}$	P, kPa
-5	0.401	12	1.401
-4	0.437	13	1.497
-3	0.463	14	1.597
-2	0.517	15	1.704
-1	0.563	16	1.817
0	0.611	17	1.937
1	0.656	18	2.062
2	0.705	19	2.196
3	0.757	20	2.337
4	0.813	21	2.486
5	0.872	22	2.642
6	0.953	23	2.809
7	1.005	24	2.984
8	1.072	25	3.168
9	1.148	26	3.361
10	1.227	27	3.565
11	1.312	28	3.780

Таблица 2. Зависимость плотности воды ρ от температуры [10]

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{g/cm}^3$	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{g/cm}^3$
0	0.999841	16	0.998943
1	0.999900	17	0.998775
2	0.999941	18	0.998596
3	0.999965	19	0.998406
4	0.999973	20	0.998205
5	0.999965	21	0.997994
6	0.999941	22	0.997772
7	0.999902	23	0.997540
8	0.999849	24	0.997299
9	0.999782	25	0.997047
10	0.999701	26	0.996785
11	0.999606	27	0.996515
12	0.999498	28	0.996235
13	0.999377	29	0.995946
14	0.999244	30	0.995649
15	0.999099		

При относительной влажности $D \approx 50-100\%$ и $t = 20^\circ\text{C}$ ($T = 293^\circ\text{K}$) $R = 461 \text{ J/(kgK)}$ для $r_0 = 10^{-3} \text{ cm}$ значение N_k составляет величину $\sim 10^5$ в 1 cm^3 . Задаваясь значением скорости конвективного подъема воздушного потока $U_0 = 10^2 \text{ cm/s}$ и учитывая установившуюся скорость падения капель относительно воздуха $w = 1 \text{ cm/s}$, сформулируем систему уравнений, описывающих формирование рассматриваемого ионизированного образования при радиоактивном загрязнении подстилающей поверхности радиусом R_0 с мощностью дозы γ - β -излучения, равной $H \text{ R/s}$. Полагая, что период полураспада радиоактивных продуктов загрязнения много больше времени подъема аэроионов, увлекаемых воздушным потоком на высоту 1 km , будем исходить

из условий стационарности, при которых можно положить равными нулю члены, содержащие производные по времени от искомым функций. Учитывая, что основную плотность ионизации создают высокоэнергетические электроны, пробег которых в воздухе составляет 1.5–2.0 м, источник ионизирующего излучения представим в виде цилиндра радиуса R_0 и высотой z_0 . $H(r, z) = H_0[\eta(r) - \eta(r - R_0)][\eta(z) - \eta(z - z_0)]$. Систему уравнений в рамках диффузионно-дрейфовой модели, полагая тяжелые ионы однозарядными,² а аэроионы представляя как $N_0^+ = N_0^- = N_0^\pm = \sqrt{GH/k_r}$, запишем в виде:

$$\begin{aligned} k_c^p N_0^+ N_k^s - k_r N_k^+ N_0^- - k_r N_k^+ N_k^- - \mu_+^W \mathbf{E} \text{grad}(N_k^+) \\ - \mu_+^W N_k^+ \text{div}(\mathbf{E}) - \mathbf{U}_1 \text{grad}(N_k^+) \\ + D_+^W \text{div}[\text{grad}(N_k^+)] = 0; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} k_c^n N_0^- N_k^s - k_r N_k^- N_0^+ - k_r N_k^- N_k^- + \mu_-^W \mathbf{E} \text{grad}(N_k^-) \\ - \mu_-^W N_k^- \text{div}(\mathbf{E}) - \mathbf{U}_1 \text{grad}(N_k^-) \\ + D_-^W \text{div}[\text{grad}(N_k^-)] = 0; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{div} \mathbf{E} = \frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} [N_k^+ - N_k^-]; \quad (3)$$

при условии квазинейтральности

$$N_k^+ - N_k^- = 0, \quad (4)$$

где k_r — коэффициент рекомбинации; k_c^p , k_c^n — коэффициенты захвата положительных и отрицательных ионов мелкими N_k^s и крупными N_k^g нейтральными каплями (N_k^s , N_k^g — их концентрации); μ_-^W , μ_+^W ; D_-^W , D_+^W — подвижности и коэффициенты диффузии тяжелых ионов.

Направляя ось Z вверх, имеем $\mathbf{U}_1 = (U_0 - w)\mathbf{e}_z$. В цилиндрической геометрии с учетом азимутальной однородности задачи имеем

$$\mathbf{E} = E_z \mathbf{e}_z + E_r \mathbf{e}_r, \quad \text{grad}(N) = \frac{\partial N}{\partial r} \mathbf{e}_r + \frac{\partial N}{\partial z} \mathbf{e}_z;$$

$$\text{div} \mathbf{E} = \frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r}(rE_r) + \frac{\partial}{\partial z}(E_z);$$

$$\text{div}[\text{grad}(N)] = \frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 N}{\partial z^2}.$$

Граничные условия представим следующим образом:

$$\left. \frac{\partial N_k^-}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial N_k^+}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (5)$$

$$N_k^-(r, z)|_{t \rightarrow \infty} = N_k^+(r, z)|_{t \rightarrow \infty} = 0, \quad (6)$$

$$N_k^-(r, z)|_{z \rightarrow \infty} = N_k^+(r, z)|_{z \rightarrow \infty} = 0. \quad (7)$$

При радиационном выходе пар ионов на 1 R поглощенной энергии в воздухе в 1 cm^3 , равном $G = 2.08 \times$

² В работе [6] показано, что тяжелые ионы могут быть и многозарядными.

$\times 10^9 \text{ R}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, концентрации тяжелых ионов при $z = 0$ определяются выражением

$$N_k^-(r, z)|_{z=0} = N_k^+(r, z)|_{z=0} = \frac{k_c N_k}{k_r} [\eta(r) - \eta(r - R_0)]. \quad (8)$$

Коэффициенты захвата ионов каплями воды k_c^p , k_c^n имеют вид [8]

$$k_c = 2\pi D_a D_\pm \frac{(1 + \sqrt{|\ln(\mu_+/\mu_-)|})}{1 + 2D_\pm/(D_a c_\pm)}, \quad (9)$$

где D_\pm , c_\pm — средние коэффициенты диффузии ($\approx 0.05 \text{ cm}^2/\text{s}$) и тепловая скорость ($\approx 3.0 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$) легкого аэроиона.

При D_a — диаметре тяжелых каплей $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, $k_c^n \approx 0.63 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{s}$, а время захвата $\tau_c \sim 1/(k_c^n N_k^g) = \approx 10^{-2} \text{ s}$. Аналогично и для мелких каплей при $D_a \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ $k_c^p \approx 0.63 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3/\text{s}$. Полагая, что в продольном направлении (по оси Z) диффузионный процесс дает значительно меньший вклад, чем конвективный подъем, продольными диффузионными членами в системе (1), (2) можно пренебречь. Выполняя скалярное произведение векторов в рассматриваемой системе уравнений и учитывая условие квазинейтральности (4) вместо системы уравнений (1), (2), получаем

$$\begin{aligned} k_c^p N_0^+ N_k^s - k_r N_k^+ N_0^- - k_r N_k^+ N_k^- - \mu_+^W E_r \frac{\partial N_k^+}{\partial r} - \mu_+^W E_z \frac{\partial N_k^+}{\partial z} \\ + U_1 \frac{\partial N_k^+}{\partial z} + D_+^W \times \frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial N_k^+}{\partial r} \right] = 0; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} k_c^n N_0^- N_k^s - k_r N_k^- N_0^+ - k_r N_k^- N_k^- - \mu_-^W E_r \frac{\partial N_k^-}{\partial r} - \mu_-^W E_z \frac{\partial N_k^-}{\partial z} \\ + U_1 \frac{\partial N_k^-}{\partial z} + D_-^W \times \frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial N_k^-}{\partial r} \right] = 0; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\frac{E_r}{r} + \frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0; \quad (12)$$

$$N_g^+ - N_g^- = 0 \quad (13)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial N_k^-}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial N_k^+}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (14)$$

$$N_k^-(r, z)|_{r \rightarrow \infty} = N_k^+(r, z)|_{r \rightarrow \infty} = 0, \quad (15)$$

$$N_k^-(r, z)|_{z \rightarrow \infty} = N_k^+(r, z)|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad (16)$$

$$N_k^-(r, z)|_{z=0} = \frac{k_c^n N_k^g}{k_r} [\eta(r) - \eta(r - R_0)],$$

$$N_k^+(r, z)|_{z=0} = \frac{k_c^p N_k^s}{k_r} [\eta(r) - \eta(r - R_0)]. \quad (17)$$

При установившемся движении носителей заряда найдем значение компонент электрического поля, для чего

запишем уравнение плотности тока для каждого вида зарядов, учитывая направление напряженности электрического поля и вертикальной скорости воздушного потока (рис. 1),

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_k^+ &= \mathbf{E}\mu_+^W N_k^+ - U_1 N_k^+ - D_+^W \text{grad}(N_k^+), \\ \mathbf{J}_k^- &= -\mathbf{E}\mu_-^W N_k^- - U_1 N_k^- - D_-^W \text{grad}(N_k^-). \end{aligned}$$

При условии равенства плотностей токов положительных и отрицательных ионов ($\mathbf{J}_k^+ = \mathbf{J}_k^-$) имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}\mu_+^W N_k^+ - U_1 N_k^+ - D_+^W \text{grad}(N_k^+) \\ = -\mathbf{E}\mu_-^W N_k^- - U_1 N_k^- - D_-^W \text{grad}(N_k^-) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mu_-^W N_k^- + \mu_+^W N_k^+) + U_1(N_k^- - N_k^+) \\ = \text{grad}(D_+^W N_k^+ - D_-^W N_k^-). \end{aligned} \quad (18)$$

Записывая векторное уравнение (18) покомпонентно и используя уравнение квазинейтральности (13), находим

$$E_z(r, z) = \left[\frac{\partial}{\partial z} ((D_+^W - D_-^W) N_k^-) \right] / ((\mu_-^W + \mu_+^W) N_k^-), \quad (19)$$

$$E_r(r, z) = \left[\frac{\partial}{\partial r} ((D_+^W - D_-^W) N_k^-) \right] / ((\mu_-^W + \mu_+^W) N_k^-), \quad (20)$$

что согласуется с известными результатами для одномерного электрического поля. Решение системы уравнений (10)–(17) с E_z и E_r , определяемых соответственно уравнениями (19), (20), проводилось численно методом итераций с приведением каждого из уравнений (10), (11) относительно искомым концентрациям к уравнениям прогонки [11]. Расчетные оценки проводились для $R_0 = 10 \text{ m}$, $z_0 = 10 \text{ m}$, $r_{\text{max}} = 20 \text{ m}$, $z_{\text{max}} = 200 \text{ m}$ при коэффициентах диффузии и подвижностях легких и тяжелых заряженных водных каплей, соответственно равных $D_+^W = 1.63 \cdot 10^{-8}$, $D_-^W = 1.37 \cdot 10^{-9}$, $\mu_-^W = 0.053 \cdot 10^{-5}$, $\mu_+^W = 0.063 \cdot 10^{-4}$. Для получения надежной качественной картины результатов расчетов выбирался достаточно мелкий шаг как в радиальном ($dr = 0.133 \text{ m}$), так и в вертикальном ($dz = 0.25 \text{ m}$) направлениях. Решение находили итерационным методом в силу нелинейности системы, причем погрешность сходимости, определяемая по формуле

$$\varepsilon = \frac{2}{M} \sum_{i=1}^M \left[\left| (N_k^+)_{i,j}^{k+1} - (N_k^+)_{i,j}^k \right| / \left((N_k^+)_{i,j}^{k+1} + (N_k^+)_{i,j}^k \right) \right]$$

на каждом слое по высоте j ($j = 1, 2, \dots, N$), составляла $10^{-1} - 10^{-2}\%$, после чего переходили к расчету на следующем. Результаты расчетов приведены на рис. 4–7. Распределение концентрации тяжелых отрицательных ионов имеет такой же характер, что и для положительных — резкий спад на малых высотах сменяется достаточно пологим с ростом высоты (рис. 4). На радиальном распределении концентраций

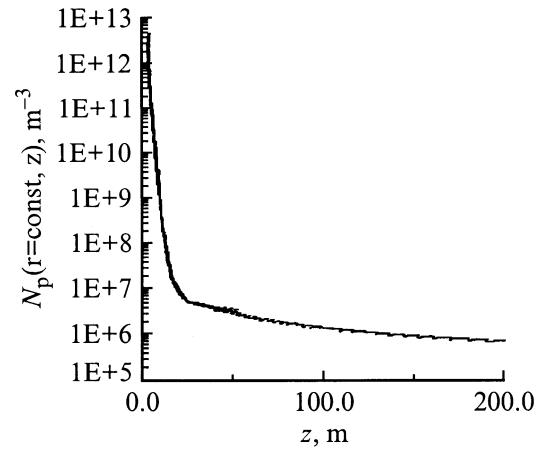


Рис. 4. Распределение концентрации положительно заряженных $N_p(r = \text{const}, z)$ каплей по высоте.

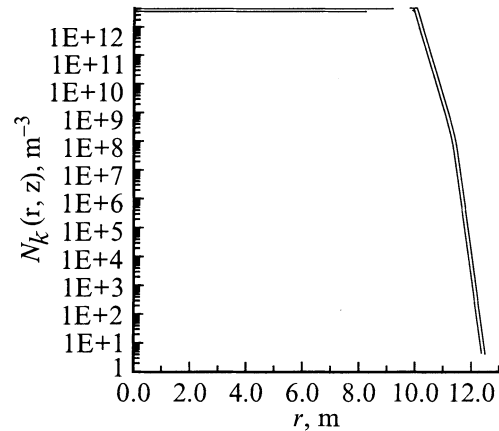


Рис. 5. Радиальное распределение концентрации тяжелых носителей заряда (заряженных каплей) $z = \text{const}$.

носителей заряда (рис. 5) хорошо наблюдается резкий спад с шириной переходной области $\Delta r \approx 2 \text{ m}$, что обеспечит хорошее отражение электромагнитных волн в метровом диапазоне. Радиальное распределение разности носителей заряда (рис. 6) $\Delta N = N_k^+(r, z) - N_k^-(r, z)$, $z = \text{const}$ при выполнении условия квазинейтральности показывает, что система зарядов в целом нейтральна, но возникающая на периферии распределения избыточная концентрация положительных носителей заряда, обусловленная их большей подвижностью по сравнению с отрицательными (тяжелыми зарядами), компенсируется избытком отрицательного. Высотное распределение разности концентраций положительных и отрицательных зарядов (рис. 7) показывает слоистую структуру плазмоида (осцилляции на огибающих связаны с численным методом решения), что не противоречит экспериментальному распределению проводимости, приведенному в работе [8], которое, согласно нашим представлениям, обеспечивает продольную устойчивость этих образований, доказывая таким образом их реальное существова-

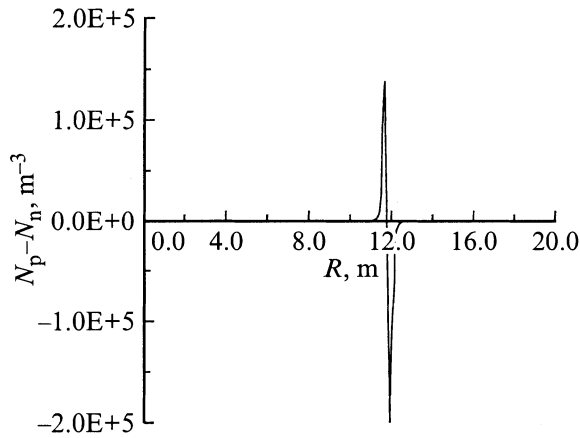


Рис. 6. Радиальное распределение разности концентрации тяжелых носителей заряда (заряженных капель).

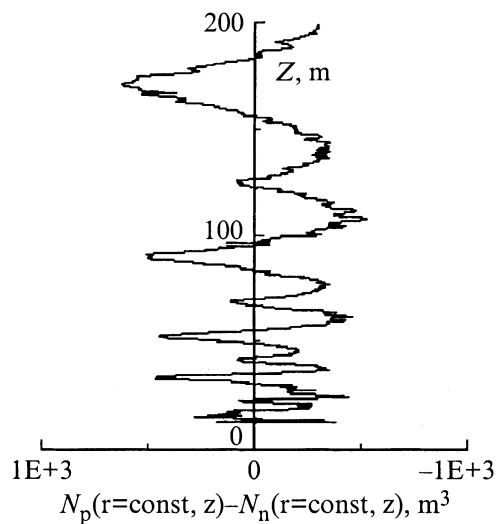


Рис. 7. Распределение разности концентраций тяжелых носителей заряда (заряженных капель) как функции высоты при фиксированном радиусе $r = \text{const}$.

ние. Косвенное подтверждение результатов можно также найти и в работе [12], в которой измерялась напряженность естественного электрического поля земли на высоте $h = 0.8 \text{ m}$ от ее поверхности в зонах радиоактивного загрязнения почвы с поверхностной плотностью загрязнения Q (рис. 8). Поскольку при нормальных условиях силовые линии напряженности электрического поля E_0 направлены в почву (земля имеет отрицательный заряд), то уменьшение величины напряженности поля может быть связано с образованием избыточных отрицательных ионов в результате ионизации воздуха радиоактивными продуктами, осевшими на почву (см. рис. 9). Отрицательный заряд облака ионов индуцирует на поверхности почвы положительный заряд, в результате чего возникает локальное электрическое поле $E'(Q)$, направленное в противоположную сторону. Эффективное поле, равное разности $E = E_0 - E'(Q)$ с ростом Q , обуславливающим

также и рост мощности дозы от подстилающей поверхности, будет уменьшаться, что и демонстрируется на рис. 9. Силы "изображения", возникающие между отрицательным зарядом ионов и индуцированным положительным, удерживают отрицательный заряд, не позволяя ему рассеиваться. С другой стороны, в силу квазинейтральности холодной плазмы, которая по сути дела и образуется в результате ионизации воздуха, избыточная концентрация положительных ионов должна располагаться выше, т.е. над отрицательными, также обеспечивая устойчивость за счет сил электростатического взаимодействия с отрицательными ионами. Таким образом, над подстилающей поверхностью, загрязненной радиоактивными продуктами, в результате установившихся процессов ионизации воздушной среды, рекомбинации ионов, их утечки и т.д.

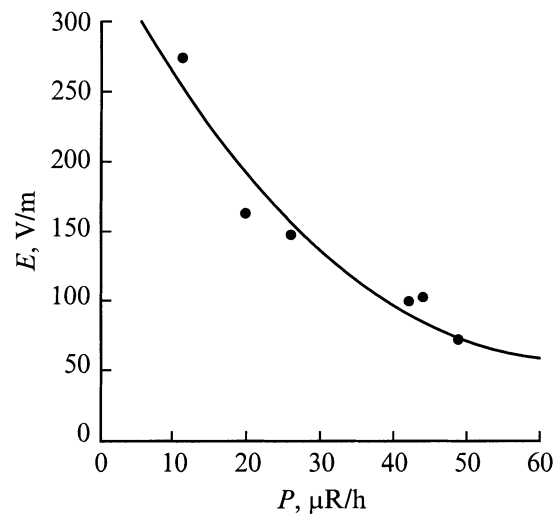


Рис. 8. Зависимость напряженности естественного электрического поля атмосферы от уровня радиоактивного загрязнения почвы согласно данным работы [12].

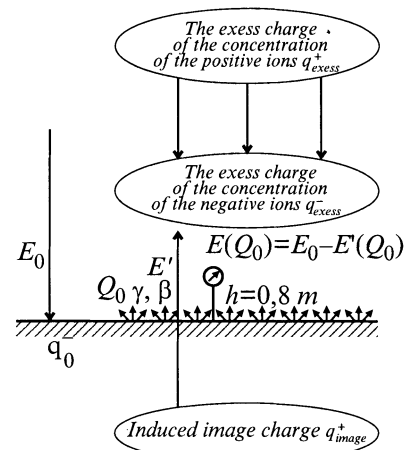


Рис. 9. Иллюстрация к вопросу о пространственном разделении ионов по высоте при их генерации радиоактивными аэрозолями загрязненной подстилающей поверхности по данным работы [12].

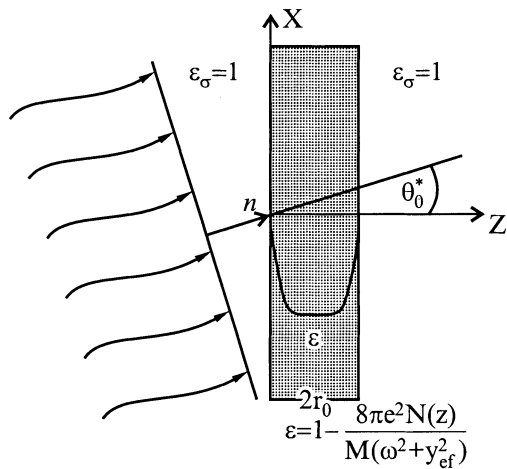


Рис. 10. К решению задачи об отражении электромагнитной волны от ионизированного воздушного слоя.

происходит расслоение облака ионов, что связано с рассмотренными выше процессами гидратации отрицательных ионов и их гравитационного осаждения. Подобный анализ результатов измерений эффективного электрического поля под факелом выбросов радиоактивной примеси, поступающей в атмосферу из вентиляционной трубы АЭС, приведенных на рис. 2 этой же работы, приводит к аналогичным выводам. Аналогичные электрические эффекты в атмосфере, по данным работы [13], наблюдались при ядерных взрывах на полигоне в штате Невада (США) и также связывались с вертикальным разделением зарядов в радиоактивном облаке.

Рассмотренный механизм формирования ионизационных образований — плазмоидов совершенно однозначно указывает на то, что эти образования в зависимости от источника происхождения ионов действительно должны иметь правильную геометрическую форму тел вращения — эллипсоидов, сфер, цилиндров, чему способствуют электрические силы взаимодействия между ионами того и другого знаков в поперечном и продольном направлениях. Полученные результаты расчетов по радиальному распределению ионов в плазмоиде (рис. 5) позволяет сформулировать задачу по оценке коэффициента отражения электромагнитной волны от плазмоида как функции длины волны λ . Традиционный путь определения коэффициента отражения электромагнитной волны — это приведение системы уравнений Максвелла к уравнению второго порядка для электрического или магнитного полей с соответствующими граничными условиями, решение этих уравнений с определением падающей, отраженной электромагнитных волн и, наконец, определение коэффициента отражения в виде отношения амплитуд указанных волн $R = A_{\text{ref}}/A_{\text{fall}}$ или его модуля $|R| = (A_{\text{ref}}/A_{\text{fall}})^2 \sim P_{\text{ref}}/P_{\text{fall}} \sim \sigma_{\text{dis}}$, где P — мощность соответствующей электромагнитной волны, σ_{dis} — сечение эффективной площади рассеяния.

Для оценки коэффициента отражения R воспользуемся результатами работ [14–16], полагая, что электромагнитная волна с длиной волны λ падает на границу раздела

сред, одна из которых представляет собой воздушную среду, а другая — ионизированный слой воздуха, в котором распределение концентрации ионов задано в виде симметричного (относительно плоскости $z = r_0$) распределения, приведенного на рис. 10. Выберем систему координат таким образом, чтобы плоскость XU совпадала с границей раздела сред (ось U перпендикулярна плоскости рисунка), а нормаль к плоскости падения электромагнитной волны составляла угол Θ_0 с положительным направлением оси Z . Поскольку любая плоская электромагнитная волна может быть представлена в виде суперпозиции двух волн, у одной из которых вектор \mathbf{E} лежит в плоскости падения,³ а у другой перпендикулярен ей, то в дальнейшем ограничимся рассмотрением электромагнитных волн указанного типа. Простейшее гармоническое решение уравнений Максвелла может быть представлено в виде $\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$, где $\mathbf{k} = k_x \mathbf{i} + k_y \mathbf{j} + k_z \mathbf{k}$ — волновой вектор, подчиняющийся условию $\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ и $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$. Соответствующим выбором системы координат добиваются, чтобы $k_y = 0$, и тогда $k_x = k \sin \Theta_0 = \xi$, $k_z = k \cos \Theta_0$, $k = \omega/c$. Ограничимся рассмотрением электромагнитной волны, вектор \mathbf{E} которой перпендикулярен плоскости падения. Учитывая, что ϵ и σ зависят только от переменной z , нетрудно найти, что зависимость электрического и магнитного полей от координаты x будет иметь экспоненциальный характер, а от z — более сложный, подлежащий определению. При этих условиях $E_x = E_z = 0 \rightarrow H_y = 0$, а уравнения Максвелла, записанные в гауссовой системе с учетом того, что производная по времени от составляющих функций \mathbf{E} и \mathbf{H} сводится к умножению соответствующих выражений на множитель $-i\omega$, а производная по координате x — к умножению на множитель $i\xi$, дают

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\frac{\omega}{c} H_x, \quad \xi E_y = (\omega/c) H_z,$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\frac{\omega}{c} \epsilon' E_y,$$

где

$$\epsilon' = \epsilon + i\frac{4\pi\sigma}{\omega}.$$

После несложных преобразований получаем систему [14]

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} + i\frac{c}{\omega} \left[\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon' - \xi^2 \right] E_y = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} + i\frac{\omega}{c} H_x = 0. \quad (22)$$

Решение этой системы находят, вводя падающую волну

$$E_y = P(z), \quad H_x = -(c/\omega)\beta P(z),$$

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon' - \xi^2} \quad (23)$$

³ Плоскость падения электромагнитной волны — это плоскость, проходящая через нормаль к фронту волны n и ось Z .

и отраженную волну

$$E_y = R(z), \quad H_x = (c/\omega)\beta R(z), \quad (24)$$

где $P(z)$, $R(z)$ — неизвестные пока функции.

Подставляя (23), (24) как сумму полей в уравнения (21), (22), после сложения и вычитания получают уравнения для $R(z)$ и $P(z)$

$$R' = -i\beta R + \gamma(P - R), \quad (25)$$

$$P' = i\beta P - \gamma(P - R), \quad (26)$$

где $\gamma = \beta'/2\beta$.

Для произвольного z коэффициент отражения $V(z)$ определяют как отношение $V(z) = R(z)/P(z)$. Умножив первое из полученной системы на P , а второе — на R и разделив разность после вычитания одного из другого на P^2 , для коэффициента отражения $V(z)$ получают уравнение Рикатти

$$V' = -2i\beta V + \gamma(1 - V^2). \quad (27)$$

В качестве граничного условия для решения уравнения (27) выбирают условие

$$V(z)|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad (28)$$

основываясь на том, что позади слоя отраженная волна отсутствует. Аналогичное уравнение получают и для электромагнитных волн, вектор \mathbf{E} которых находится в плоскости падения XZ . Дальнейшее решение уравнения (27) в [14] находили методом последовательных приближений. Для нахождения решения численными методами ограничимся случаем нормального падения электромагнитной волны на ионизированный слой ($\Theta_0 = 0$) и представим искомую функцию $V(z)$ в комплексном виде

$$V(z) = u(z) + iv(z), \quad (29)$$

где $u(z)$ и $v(z)$ — действительные функции действительного аргумента z , подлежащие определению.

Учитывая зависимость диэлектрической проницаемости $\epsilon(z)$ и проводимости $\sigma(z)$ от концентрации ионов в ионизированном слое, приведем выражения для γ и β в виде комплексных функций действительного аргумента z :

$$\epsilon = 1 - \frac{8\pi e^2 N(z)}{M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)}; \quad \sigma = \frac{2e^2 \nu_{\text{ef}} N_i(z)}{M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)},$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda = 1.884 \cdot 10^{11}/\lambda$ и $\nu_{\text{ef}} = 4 \cdot 10^9 \times \sqrt{T/300}$, (s^{-1}) [3],

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon'} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}}.$$

Поскольку

$$\frac{8\pi e^2 N(z)}{M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)} \ll 1,$$

по формуле Муавра для β находим

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon^2 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2} \left(\cos \frac{\varphi_0}{2} + i \sin \frac{\varphi_0}{2} \right),$$

$$\varphi_0 = \text{arctg} \frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \approx \frac{8\pi e^2 \nu_{\text{ef}} N(z)}{\omega M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)},$$

$$\beta = \frac{\omega}{c} \left[1 + i \frac{4\pi e^2 \nu_{\text{ef}} N(z)}{\omega M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)} \right],$$

$$\gamma = \frac{d\beta}{dz} = \frac{d\epsilon'}{4\epsilon'} \approx -\frac{2\pi e^2}{M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)} \frac{dN}{dz} \left(1 - i \frac{\nu_{\text{ef}}}{\omega} \right). \quad (30)$$

Подставляя выражение (29) и комплексные выражения для γ и β в уравнение (27) и разделяя действительную и мнимую части, получаем

$$u' = 2(du + c_1 v) - a[1 - (u^2 - v^2)] + 2buv, \quad (31)$$

$$v' = -2(c_1 u - dv) + b[1 - (u^2 - v^2)] + 2auv, \quad (32)$$

где

$$a = \frac{2\pi e^2}{M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)} \frac{dN}{dz}; \quad b = \frac{2\pi e^2 \nu_{\text{ef}}}{\omega M(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)} \frac{dN}{dz};$$

$$c_1 = \frac{\omega}{c}; \quad d = \frac{4\pi e^2 \nu_{\text{ef}} N(z)}{cM(\omega^2 + \nu_{\text{ef}}^2)}.$$

Граничные условия имеют прежний характер

$$u(z)|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad v(z)|_{z \rightarrow \infty} = 0. \quad (33)$$

Решение системы уравнений (31), (32) с граничными условиями (33) осуществлялось стандартной программой, основанной на методе Рунге–Кутты. Результаты расчетов модуля коэффициента отражения $|R| = u^2 + v^2$ как функции длины волны λ приведены на рис. 11: a — расчетная зависимость $|R| = f(\lambda)$, b — сравнение расчетной зависимости $|R| = f(\lambda)$ с экспериментальной, заданной в виде эффективной площади рассеяния $\sigma_{\text{dis}}(\lambda)$, непосредственно определяемой из уравнения радиолокации, для антисимметричного диапазона длин волн [17]. Как следует из приведенной зависимости, расчетные и экспериментальные данные имеют один и тот же характер — рост модуля коэффициента отражения с ростом длины волны. Из рис. 11, a следует, что наиболее эффективным диапазоном длин волн, в котором величина $|R|$ быстро возрастает, является диапазон от 1 до 10 м.

В заключение найдем зависимость коэффициента отражения R от ионизированного воздушного слоя, возникновение которого обусловлено радиоактивным загрязнением подстилающей поверхности с поверхностной плотностью q_0 . Основываясь на том, что фронт радиального распределения ионов, представленный на рис. 5, имеет достаточно резкий характер, воспользуемся представлением коэффициента отражения в виде скачка

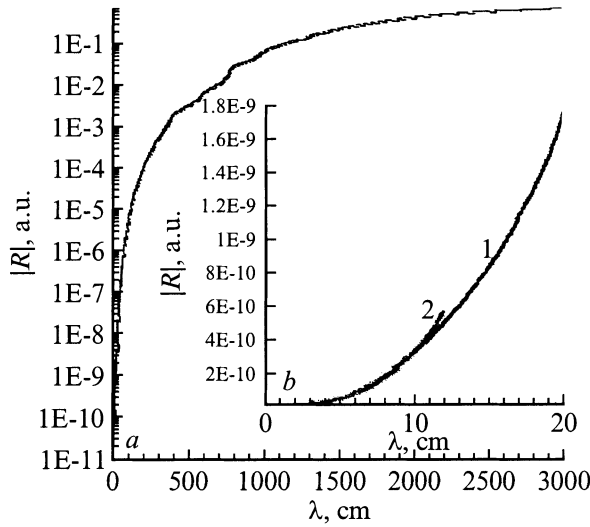


Рис. 11. Зависимость модуля коэффициента отражения $|R|$ от длины волны λ (а) и сравнение результатов расчета автора (1) и экспериментальных данных работы [17] (2) (б).

производной на границе раздела воздушной среды и ионизированного слоя [3]

$$R = \frac{\lambda_0 e^2}{4M\omega^2} \left(\frac{dN_k^+}{dr} \right)$$

и найдем радиальную производную от концентрации заряженных капель из уравнений (10), (11), ограничиваясь в них только членами химической кинетики, при условии $N_k^+ \approx N_k^-$

$$(N_k^\pm)^2 + N_k^\pm \times N_0^\pm - N_0^\pm (k_c^p N_k^s + k_c^n N_k^g) / 2k_r = 0.$$

Полагая, $N_0^\pm = \sqrt{GH/k_r}$, при небольших мощностях доз, т. е. при выполнении условия:

$$2(k_c^p N_k^s + k_c^n N_k^g) / k_r \gg N_0^\pm, \quad (34)$$

имеем $N_k^\pm \approx (N_0^\pm [(k_c^p N_k^s + k_c^n N_k^g) / 2k_r])^{1/2}$. Дифференцируя, получаем

$$\begin{aligned} \frac{dN_k^\pm}{dr} &= \frac{[(k_c^p N_k^s + k_c^n N_k^g) / 2k_r]^{1/2}}{\sqrt{N_0^\pm}} \frac{dN_0^\pm}{dr} \\ &= \left(\frac{G}{k_r} \right)^{1/4} \frac{\sqrt{(k_c^p N_k^s + k_c^n N_k^g) / 2k_r}}{2(H)^{3/4}} \frac{dH}{dr}. \end{aligned}$$

Записывая значение мощности дозы от диска с равномерно распределенными по поверхности точечными источниками с удельной активностью q_0 [18] и представляя выражение в виде $H(r, z) = K\varphi(r, z)$, где $K = q_0\pi K_\gamma$ (q_0 — искомая величина), имеем

$$H(r, z_0) = K \ln \left[\frac{z_0 + \sqrt{4r^2 + z_0^2}}{2z_0} \right] = K\varphi(r, z_0)$$

и соответственно для R

$$\begin{aligned} R &= (K)^{1/4} \times \frac{1}{8} \times \frac{\lambda_0 e^2}{M\omega^2} \left(\frac{G}{k_r} \right)^{1/4} \\ &\times (2(k_c^p N_k^s + k_c^n N_k^g) / k_r)^{1/2} \frac{1}{\varphi^{3/4}} \frac{d\varphi}{dr}, \end{aligned}$$

где $d\varphi/dr$ и φ вычисляются на границе области радиоактивного загрязнения.

Из последнего следует, что коэффициент отражения прямо пропорционален корню четвертой степени из плотности поверхностного радиоактивного загрязнения подстилающей поверхности q_0 , что и позволяет по измеренным R и другим параметрам атмосферы определять эту величину [19]. Можно показать, что при выполнении условия (34) зависимость коэффициента отражения от мощности выброса P_B объемного источника выбросов также пропорциональна корню четвертой степени из $P_B [R \sim (P_B)^{1/4}]$, а в общем случае эта зависимость с учетом температурно-влажностного режима пограничного слоя атмосферы будет иметь степенной характер $R \sim (P_B)^\Delta$, где $0.25 \leq \Delta \leq 0.5$. Аналогичная закономерность будет иметь место и относительно плотности поверхностного радиоактивного загрязнения q_0 .

Список литературы

- [1] Елохин А.П., Кононов Е.Н. // Атомная энергия. 1996. Т. 80. Вып. 2. С. 129–135.
- [2] Диденко А.Н. (РАН), Усов Ю.П., Юшков Ю.Г. и др. // Атомная энергия. 1996. Т. 80. Вып. 1. С. 47–53.
- [3] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [4] Смирнов В.В. Деформация ионного, газового и аэрозольного состава воздуха при его радиоактивном загрязнении. Труды Института экспериментальной метеорологии. Вып. 19 (152). Эколого-геофизические аспекты мониторинга районов АЭС. М.: Гидрометеиздат, 1992. С. 45–60.
- [5] Като К. // Результаты регулярных наблюдений за концентрацией радона методом регистрации α -частиц в районе землетрясения 1984 года в западной части префектуры Нагано. Сб. материалов "Общества прогнозирования землетрясений". 1984. № 33. С. 184–186.
- [6] Френкель Я.И. Теория явлений атмосферного электричества. Л.; М.: ГИТТЛ, 1949. 152 с.
- [7] Воробьев Г.А. Физика диэлектриков, область сильных полей. Томск: Изд-во Томского университета, 1977. 252 с.
- [8] Смирнов В.В. // Электрические характеристики воздуха в зоне аварии Чернобыльской АЭС. Труды Института экспериментальной метеорологии. В. 19 (152). Эколого-географические аспекты мониторинга районов АЭС. М.: Гидрометеиздат, 1992. С. 111–122.
- [9] Методы расчета распространения радиоактивных веществ в окружающей среде и доз облучения населения. М.: МХО ИНТЕРАТОМЭНЕРГО, 1992. С. 59, 248.
- [10] Кухлинг Х. Справочник по физике. М.: Мир, 1982. 519 с.
- [11] Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.

- [12] *Бегун Э.Я., Дмитриев Е.С., Иванов А.Б., Марков Г.П.* Радиация: скрытые экологические проблемы. АНРИ. 1998. № 1. С. 15–19.
- [13] *Хольцер Р.* Ядерный взрыв в космосе, на земле и под водой. М.: Воениздат, 1974. С. 219–234.
- [14] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. Изд-во АН СССР, 1973. 340 с.
- [15] *Бреховских Л.М.* // ЖТФ. 1949. Т. 19. Вып. 10. С. 1126–1135.
- [16] *Van Cittert P.H.* Physika. 1939. N 6. P. 840.
- [17] *Боярчук К.А., Кононов Е.Н., Ляхов Г.А.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 6. С. 67–72.
- [18] *Гусев Н.Г., Ковалев Е.Е., Осанов Д.П., Попов В.И.* Защита от излучения протяженных источников. Ч. II. М.: Госатомиздат, 1961. 287 с.
- [19] *Елохин А.П.* А.С. № 2147137 от 27.03.2000 БИ. № 99108898. 1999.