ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Том 35, N 8 РАДИОФИЗИКА 1992

УДК 551.501.796

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА АТМОСФЕРЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЕ МОЩНЫМ ИМПУЛЬСОМ ЗВУКА

С.В. Поляков, В.И. Рукавишников, В.В.Тамойкин

Рассмотрена задача об электрическом поле, создаваемом ионами атмосферы при вертикальном акустическом зондировании с поверхности Земли. Показано, что ионы различной природы полностью увлекаются акустическим импульсом и создают в окружающем пространстве, в частности на поверхности Земли, квазистационарное электрическое поле. Рассчитана форма импульса электрического поля и дана численная оценка его величины.

Как известно, в атмосфере Земли имеются ионы различной природы, которые дрейфуют в электрическом поле с напряженностью $E \sim 10^2$ В/м, создавая ток $j \sim 10^{-12}$ А/м^2 [1]. Ионы атмосферы делятся на два класса: "легкие" и "тяжелые". Ион первого класса представляет собой ионизированную молекулу, окруженную группой молекул, удерживаемых зарядом [2]. Согласно современным наиболее распространенным моделям размер "легкого" иона равен размеру четырех молекул кислорода, а масса - 10 - 12 массам молекул воды. Их подвижность составляет $(1 - 2)\cdot 10^{-4}$ м^2/В·с. При этом подвижность "тяжелых" ионов на 3-4 порядка меньше - $(0,8 - 3,0)\cdot 10^{-8}$ м^2/В·с, а размеры колеблются от $(1 - 2)\cdot 10^{-8}$ м до $(9 - 10)\cdot 10^{-8}$ м. Последние представляют собой заряженные частицы того же типа, что и "ядра" (мельчайшие пылинки вещества), на которых происходит конденсация влаги. В основном это испарившаяся морская соль или растворимые вещества промышленного дыма или других аэрозольных частиц. Ядра обладают способностью перехватывать заряд "легких" ионов. Действительно, согласно результатам измерений, концентрация ионов над морем составляет $2\cdot 10^2$ пар/см^3 для "тяжелых" и $1,5\cdot 10^3$ пар/см^3 для "легких", а вблизи больших городов $8\cdot 10^4$ и 40 соответственно. Преобладание концентрации ионов одного знака над другим приводит к образованию нескомпенсированного объемного заряда (как правило, положительного). Величина и знак его сильно зависят от процессов, происходящих в грозовых облаках и промышленной деятельности человека. Вне области грозовых облаков и источников утечки заряда объемный заряд колеблется в пределах от 10^{-13} до 10^{-10} Кл/м^3.

Для выяснения взаимосвязи между электрическими и метеорологическими явлениями атмосферы необходимо изучать динамику процессов изменения электрических и метеопараметров. К сожалению, измерение последних, проводимое при помощи радиозондов, самолетов, шаров-пилотов, привязанных аэростатов, высотных метеобашен, носит локальный характер. Это послужило причиной (начиная с 60-х годов) бурного роста дистанционных методов зондирования атмосферы, основанных на явлении рассеяния электромагнитных и звуковых волн неоднородностями показателя преломления или различными включениями (аэрозолями, гидрометеорами и т.п.). Метеорологические зонды позволяют получать данные о вертикальных профилях температуры, влажности, давления, скорости и направления ветра на высотах до 30 км; погодные радары сантиметрового и метрового диапазонов дают возможность исследовать динамику грозовых облаков и профили средней скорости ветра на высотах до 20 км. Лазерные локаторы (лидары), использующие рассеяние света на частицах атмосферного аэрозоля, могут измерять скорости движения рассеивателей и получать профили температуры до высот 1 км, а акустические локаторы (содары), основанные на рассеянии звука мелкомасштабными неоднородностями показателя преломления, являются весьма эффективными при изучении структурной функции флуктуаций показателя преломления. Активно исследуется также возможность еще одного метода - радиоакустического зондирования (РАЗ). Он основан на радиолокации звукового импульса, излученного с Земли, и позволяет по измерению доплеровского сдвига частоты определить скорость звука, а при ее помощи - температуру воздуха в приземном слое.

К сожалению, ни один из перечисленных методов не предусматривает возможности измерения объемного заряда атмосферы и других электрических параметров. Целью настоящей статьи является исследование возможности акустического зондирования для измерения некоторых характеристик атмосферного электричества. Показано, что под действием звукового импульса ионы приходят в движение, создавая в окружающем пространстве, в частности на поверхности Земли, квазистационарное электрическое поле. Рассчитана форма импульса электрического поля и дана численная оценка его величины.

1. Распространение импульса звука. Предположим, что пространственно-временное распределение волнового давления на апертуре наземной акустической антенны имеет вид (при $z = 0$)

$$p'(\vec{r}, 0, t) = BG(t)\ \exp(-r^2/a^2 - i\omega_0 t), \qquad (1.1)$$

где B - коэффициент, зависящий от мощности акустического передатчика, a - характерный размер излучаемого пучка, $\omega_0 = 2\pi f_0$, $f_0 = T_0^{-1}$ - частота звука, генерируемого в виде импульса с огибающей $G(t)$. В дальнейшем будем считать, что излучаемый сигнал является квазимонохроматическим:

$$\omega_0 \tau \gg 1, \qquad (1.2)$$

где τ - длительность импульса.

Пространственно-временной спектр выражения (1.1) имеет вид

$$p'(\vec{k}_\perp, 0, \omega) = (4\pi)^{-1} Ba^2 H(\omega - \omega_0)\ \exp(-k_\perp^2 a^2/4); \qquad (1.3)$$

$$H(\omega) = (2\pi)^{-1} \int G(t)\ \exp(i\omega t) dt. \qquad (1.4)$$

Очевидно, выражение (1.3) для $p'(\vec{k}_\perp, 0, \omega)$ является граничным условием для волнового возмущения давления при $z = 0$ плоской монохроматической волны частоты ω, падающей на атмосферу снизу вверх под углом $\vartheta = \arcsin|\vec{k}_\perp|/k(0)$, $k(z) = \omega/c_s(z)$, $c_s(z)$ - скорость звука на высоте z от поверхности Земли. Как правило, частота звука, излучаемого в установках РАЗ, составляет несколько десятков герц и более [3]. На таких частотах заведомо можно не учитывать поле тяжести. Тогда линеаризованную систему уравнений, описывающих распространение звука в атмосфере при наличии горизонтального ветра, можно записать в виде

$$\rho_0[\partial\vec{v}'/\partial t + (\vec{v}_0\nabla)\vec{v}'] = -\operatorname{grad}p' + \mu\Delta\vec{v}' + (1/3)\mu \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{v}',$$

$$\partial\rho'/\partial t + \rho_0 \operatorname{div}\vec{v}' + (\vec{v}_0\nabla)\rho' = 0, \qquad (1.5)$$

$$p' = c_s^2(z)\rho',$$

где ρ_0 - невозмущенная плотность, $\vec{v}'$, ρ' - волновые возмущения скорости и плотности среды, $\vec{v}_0(z)$ - скорость горизонтального ветра, плавно (в масштабе длины волны $\lambda_s/2\pi = c_s/\omega$) изменяющаяся с высотой z, μ - коэффициент динамической вязкости. Заметим, что с точностью λ_s/L было пренебрежено в (1.5) членами, содержащими производные $d\rho_0/dz$, dp_0/dz (L - характерный масштаб неоднородности, по порядку величины равный H - высоте однородной атмосферы).

Ниже будем рассматривать случай достаточно узких звуковых пучков, когда выполнено неравенство $|\vec{k}_\perp| \ll \omega/c_s$. Учтем также тот факт, что $v_0 \ll c_s$. Предполагая, что в интересующей нас области высот коэффициент затухания мал,

$$\nu(z)k(z)/c_s(z) \ll 1, \tag{1.6}$$

где $\nu(z) = \mu/\rho_0$ - коэффициент кинематической вязкости, и пренебрегая малыми членами, содержащими производные от $c_s(z)$ и $\vec{v}_0(z)$, из (1.5) для величины $p'(\vec{k}_\perp, z, \omega)$ получим уравнение

$$d^2p'/dz^2 + K^2(z)p' \approx 0. \tag{1.7}$$

Здесь

$$K^2(z) = \frac{\Omega^2(z)}{c_s^2(z)} - k_\perp^2 - i\,\frac{4}{3}\,\frac{\nu(z)\Omega^3(z)}{c_s^4(z)}; \tag{1.8}$$

$$\Omega(z) = \omega - (\vec{k}_\perp\vec{v}_0(z)). \tag{1.9}$$

Решение уравнения (1.7) с учетом граничного условия (1.3) и условия излучения на бесконечности (при $z \to +\infty$) в геометрооптическом приближении имеет вид

$$p'(\vec{k}_\perp, z, \omega) \approx p'(\vec{k}_\perp, 0, \omega)\,\exp\left(i\int_0^z K(\xi)d\xi\right). \tag{1.10}$$

Представляя, в силу принятых выше условий, $K(z)$ в виде

$$K(z) \approx k(z) - \frac{(\vec{k}_\perp\vec{v}_0(z))}{c_s(z)} - \frac{1}{2}\,\frac{k_\perp^2}{k(z)} + i\frac{2}{3}\,\frac{\nu(z)k^2(z)}{c_s(z)} \tag{1.11}$$

и подставляя значение (1.11) в (1.10), после преобразования Фурье по $\vec{k}_\perp$ получим

$$p'(\vec{r}, z, \omega) = \frac{BH(\omega - \omega_0)}{1 + iD(z)}\,\exp\left\{i\int_0^z k(\xi)d\xi - \right. \tag{1.12}$$

$$\left. - \frac{1}{a^2(1 + iD(z))}\left[\vec{r} - \int_0^z \frac{\vec{v}_0(\xi)}{c_s(\xi)}d\xi\right]^2 - \frac{2}{3}\int_0^z \frac{\nu(\xi)k^2(\xi)}{c_s(\xi)}d\xi\right\},$$

где $D(z) = 2\int_0^z d\xi/a^2k(\xi)$ - волновой параметр. **Преобразование Фурье** по ω с учетом условия квазимонохроматичности (1.2) дает

$$p'(\vec{r}, z, t) = \frac{B}{1 + iD_0}G\left\{t - \int_0^z \frac{d\xi}{c_s(\xi)} - \frac{D_0(D_0^2 - 1)}{a^2\omega_0(1 + D_0^2)^2}\left[\vec{r} - \int_0^z \frac{\vec{V}_0(\xi)}{c_s(\xi)}d\xi\right]^2\right\} \times$$

$$\exp\left\{- \frac{1}{a^2(1 + iD_0)}\left[\vec{r} - \int_0^z \frac{\vec{V}_0(\xi)}{c_s(\xi)}d\xi\right]^2 - i\omega_0 t + \right. \qquad (1.13)$$

$$\left. + i\int_0^z k_0(\xi)d\xi - \frac{2}{3}\int_0^z \frac{\nu(\xi)k_0^2(\xi)}{c_s(\xi)}d\xi\right\},$$

где $k_0(z)$, $D_0(z)$ - значение волновых числа и параметра на частоте ω_0.

2. **Движение ионов под действием звука.** Ниже будем пренебрегать магнитной составляющей силы Лоренца и влиянием ионов на распространение звука в воздухе, представляя колебательную скорость в виде плоской монохроматической волны $v' = A\exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r})$. Учтем также, что скорости упорядоченного движения ионов и молекул много меньше скорости звука c_s, а характерные пространственно-временные масштабы изменения невозмущенных параметров среды L, T - много больше масштабов волны звука $\lambda_s/2\pi$, T_0. Поскольку "легкие" ионы представляют собой ионизированные молекулы воздуха, применимо квазигидродинамическое приближение [4]. "Тяжелые" ионы будем рассматривать как твердые сферические частицы, погруженные в сплошную вязкую среду - воздух [5]:

$$m_\pm n_\pm[\partial\vec{v}_\pm/\partial t + (\vec{v}_\pm\nabla)\vec{v}_\pm] = -\nabla p_\pm + m_\pm n_\pm \nu_\pm(\vec{v} - \vec{v}_\pm) \pm en_\pm\vec{E},$$

$$\partial n_\pm/\partial t + div(n_\pm\vec{v}_\pm) = 0, \qquad p_\pm = p(T_\pm, n_\pm),$$

$$M_\pm N_\pm[\partial\vec{u}_\pm/\partial t + (\vec{u}_\pm\nabla)\vec{u}_\pm] = 6\pi N_\pm R_\pm\mu(\vec{v} - \vec{u}_\pm) \pm eN_\pm\vec{E}, \qquad (2.1)$$

$$\partial N_\pm/\partial t + \mathrm{div}(N_\pm\vec{u}_\pm) = 0,$$

$$\mathrm{div}\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}\vec{E} = e(n_+ - n_- + N_+ - N_-), \qquad \mathrm{rot}\vec{E} = 0.$$

Здесь $m_\pm$, $n_\pm$, $\vec{v}_\pm$ - масса, концентрация и скорость упорядоченного движения положительных (отрицательных) "легких" ионов, $M_\pm$, $N_\pm$, $\vec{u}_\pm$ - соответственно для "тяжелых" ионов, $p_\pm$, $T_\pm$, $\nu_\pm$ - давление, температура и эффективная частота столкновений с молекулами воздуха "легких" ионов, $R_\pm$ - радиус "тяжелых" ионов. Система (2.1) получена в предположении

$$R_\pm \ll N_\pm^{-1/3}, \qquad n_\pm^{-1/3}, N_\pm^{-1/3} \ll \lambda_s/2\pi. \tag{2.2}$$

Уравнения движения "тяжелых" ионов справедливы при малых числах Рейнольдса $\mathrm{Re} = |\vec{v} - \vec{u}_\pm|R_\pm/\nu \ll c_s R_\pm/\nu \sim 1$ и когда характерное время T^* изменения $\vec{u}_\pm$ удовлетворяет неравенству $T^* \gg R_\pm^2/\nu \sim 10^{-9}$ с. В нормальных условиях можно с хорошей точностью полагать, что ионы (как "легкие", так и "тяжелые") полностью увлекаются горизонтальным ветром и дрейфуют в вертикальном электрическом поле Земли $\vec{E}^0$:

$$m_\pm n_\pm^0 \nu_\pm(\vec{v}^0 - \vec{v}_\pm^0) \pm e n_\pm^0 \vec{E}^0 = 0,$$

$$\partial n_\pm^0/\partial t + \mathrm{div}(n_\pm^0 \vec{v}_\pm^0) = 0, \qquad p_\pm^0 = æ T_\pm^0 n_\pm^0,$$

$$6\pi N_\pm^0 R_\pm \mu(\vec{v}^0 - \vec{u}_\pm^0) \pm e N_\pm^0 \vec{E}^0 = 0, \tag{2.3}$$

$$\partial N_\pm^0/\partial t + \mathrm{div}(N_\pm^0 \vec{u}_\pm^0) = 0,$$

$$\mathrm{div}\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}\vec{E}^0 = e(n_+^0 - n_-^0 + N_+^0 - N_-^0), \qquad \mathrm{rot}\vec{E}^0 = 0.$$

Подставляя в систему (2.1) значения параметров в виде $x = x^0 + x'$ и пренебрегая малыми членами порядка $|v_\pm/c_s|$, $|u_\pm/c_s|$, $|v/c_s|$, λ_s/L, T_0/T, с учетом (2.3) получаем

$$m_\pm n_\pm^0(\partial \vec{v}_\pm'/\partial t) = -\nabla p_\pm' + m_\pm n_\pm^0 \nu_\pm(\vec{v}' - \vec{v}_\pm') \pm e n_\pm^0 \vec{E}',$$

$$\partial n_\pm'/\partial t + n_\pm^0\, \mathrm{div}\vec{v}_\pm' = 0, \qquad \nabla p_\pm' = c_{s\pm}^2 m_\pm \nabla n_\pm',$$

$$M_\pm N_\pm^0(\partial \vec{u}_\pm'/\partial t) = 6\pi N_\pm^0 R_\pm \mu(\vec{v}' - \vec{u}_\pm') \pm e N_\pm^0 \vec{E}', \tag{2.4}$$

$$\partial N'_{\pm}/\partial t + N^0_{\pm}\,\mathrm{div}\,\dot{u}_{\pm} = 0,$$

$$\mathrm{div}\,\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}\acute{E}' = e(n'_+ - n'_- + N'_+ - N'_-), \qquad \mathrm{rot}\acute{E}' = 0,$$

где $c^2_{s\pm} \sim c^2_{\text{н}}$ - квадрат скорости звука легких ионов. Полагая возмущенные величины $\sim \exp(i\omega t - i\acute{k}\acute{r})$ и разрешая систему (2.4) относительно $\vec{v}'_{\pm}$, $\vec{u}'_{\pm}$, получаем

$$v'_{\pm} = v'\left[1 + i\frac{\omega}{\nu_{\pm}}\left(1 - \frac{c^2_{s\pm}}{c^2_s}\right)\right]^{-1}\left(1 \mp \frac{F}{m_{\pm}n_{\pm}}\right),$$

$$u'_{\pm} = v'\left(1 + i\frac{M_{\pm}\omega}{6\pi R_{\pm}\mu}\right)^{-1}\left(1 \mp \frac{F}{6\pi R_{\pm}\mu}\right),$$

$$F = \left\{n^0_+\left[1 + i\frac{\omega}{\nu_+}\left(1 - \frac{c^2_{s+}}{c^2_s}\right)\right]^{-1} - n^0_-\left[1 + i\frac{\omega}{\nu_-}\left(1 - \frac{c^2_{s-}}{c^2_s}\right)\right]^{-1} + \right.$$

$$+ N^0_+\left(1 + i\frac{M_+\omega}{6\pi R_+\mu}\right)^{-1} - N^0_-\left(1 + i\frac{M_-\omega}{6\pi R_-\mu}\right)^{-1}\Bigg\}\Bigg\{i\frac{\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}\omega}{e^2} + \tag{2.5}$$

$$+ \frac{n^0_+}{m_+\nu_+}\left[1 + i\frac{\omega}{\nu_+}\left(1 - \frac{c^2_{s+}}{c^2_s}\right)\right]^{-1} + \frac{n^0_-}{m_-\nu_-}\left[1 + i\frac{\omega}{\nu_-}\left(1 - \frac{c^2_{s-}}{c^2_s}\right)\right]^{-1} +$$

$$\left. + \frac{N^0_+}{6\pi R_+\mu}\left(1 + i\frac{M_+\omega}{6\pi R_+\mu}\right)^{-1} + \frac{N^0_-}{6\pi R_-\mu}\left(1 + i\frac{M_-\omega}{6\pi R_-\mu}\right)^{-1}\right\}^{-1}.$$

Анализируя систему (2.5), приходим к условию полного увлечения ионов звуком

$$\omega \ll \nu_{\pm}, \qquad \omega \ll \frac{6\pi R_{\pm}\mu}{M_{\pm}}, \qquad \omega \gg \frac{e\rho_0^{\text{эл}}}{\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}m_{\pm}\nu_{\pm}}, \qquad \omega \gg \frac{e\rho_0^{\text{эл}}}{\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}6\pi R_{\pm}\mu}, \tag{2.6}$$

где $\rho_0^{\text{эл}} = e(n^0_+ - n^0_- + N^0_+ - N^0_-)$ - плотность объемного электрического заряда. Заметим, что поскольку мы рассматриваем "тяжелые" ионы как твердые сферические частицы радиуса $R_{\pm}$, $M_{\pm} = \frac{4}{3}\pi R^3_{\pm}\rho_{\text{т}}$, где $\rho_{\text{т}}$ - плотность вещества "ядер", и тогда второе неравенство (2.6) перепишется в виде $\omega \ll \frac{9}{2}(\nu/R^2_{\pm})(\rho_0/\rho_{\text{т}})$, что совпадает с условием полного увлечения частиц газом, полученным в работе [6]. В рабочем диапазоне высот установок РАЗ и вне области грозовых облаков и утечки зарядов $\tilde{\varepsilon} \sim 1$, $\nu \sim 1,5\cdot10^{-5}$ м^2/с, $\rho_0^{эл} \sim (10^{-13} - 10^{-10})$ Кл/м^3. У "легких" ионов $m_\pm \sim 10^{-25}$кг, у "тяжелых" - $R_\pm \le 5,5\cdot10^{-8}$ м, $\rho_0/\rho_т \sim 10^{-3}$. Тогда из (2.6) имеем

$$2,3\cdot10^{-3}\ с^{-1} \ll \omega \ll 10^{10}\ с^{-1}, \quad 10^{-5}\ с^{-1} \ll \omega \ll 2\cdot10^{7}\ с^{-1}. \quad (2.7)$$

Полученный широкий диапазон частот выходит за рамки применимости рассматриваемой модели: снизу частота звука ω_0 ограничена частотой Брента - Вяйсяля $\Omega_{БВ} \sim 10^{-2}\ с^{-1}$, а сверху - условием $\omega \ll c_s n_\pm^{1/3}$, $c_s N_\pm^{1/3} \sim 5\cdot10^4\ с^{-1}$, вытекающим из второго неравенства (2.2). Заметим, однако, что оценки (2.7) сделаны вне области грозовых облаков и утечки зарядов, где величина объемного заряда, концентрация ионов и максимальные размеры заряженных частиц на несколько порядков больше. В этих областях условие (2.7) дает более узкий диапазон частот.

Сделаем еще одно замечание. Размеры "тяжелых" ионов $R_\pm \sim l_{св}$ (l - длина свободного пробега молекул воздуха). Это переходная область свободно молекулярного и гидродинамического описания. Помимо рассматриваемых "легких" и "тяжелых" ионов существенную роль в физике атмосферных явлений играют аэрозоли - частицы, способные нести заряд и превышающие размеры "ядер" на несколько порядков. Возможностью распространения полученных в этом разделе результатов на этот класс частиц и объясняется выбор гидродинамического описания.

3. Расчет электрического поля на поверхности Земли. Установленный выше синхронизм скоростей ионов и молекул воздуха приводит к простой связи между возмущенной плотностью объемного заряда $\rho'_{эл} = e(n'_+ - n'_- + N'_+ - N'_-)$ и $p'(\vec{r}, z, t)$:

$$\rho'_{эл} = \frac{\rho_0^{эл}(z)}{\rho_0(z)}\rho'(\vec{r}, z, t) = \frac{\rho_0^{эл}(z)}{\rho_0(z)}\,\frac{p'(\vec{r}, z, t)}{c_s^2(z)}. \quad (3.1)$$

На рассматриваемых частотах длина электромагнитной волны составляет тысячи километров, поэтому используем потенциальное описание и применим метод изображений: объемному заряду, наведенному звуком, ставится в соответствие фиктивный заряд противоположного знака, симметричный относительно поверхности Земли, являющейся хорошим проводником. На поверхности Земли $E'_\perp = 0$,

$$E_z = -2\partial\varphi(\vec{R}, 0, t)/\partial z, \tag{3.2}$$

где $\vec{R}$ - радиус-вектор точки приема, $\varphi(\vec{R}, 0, t)$ определяется известной формулой

$$\varphi(\vec{R}, 0, t) = -\int\limits_{V'} \frac{\rho'_{эл}(\vec{r}', z', t)}{\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}|\vec{R} - \vec{R}'(\vec{r}', z')|} dz' d\vec{r}'. \tag{3.3}$$

Ниже будем рассматривать случай сформировавшегося импульса, когда его продольный и поперечный размеры ($L_{\parallel} \sim c_s\tau$, $L_{\perp} \sim \sqrt{a^2(1 + D^2)}$) много меньше расстояния до точки наблюдения: $L_{\parallel}$, $L_{\perp} \ll |\vec{R} - \vec{R}'|$. Раскладывая $|\vec{R} - \vec{R}'|^{-1}$ в ряд около центра импульса $R_0 = \sqrt{z_0^2 + (\vec{R} - \vec{r}_0)^2}$ (z_0 определяется уравнением $t = \int\limits_0^{z_0} \frac{d\xi}{c_s(\xi)}$, $\vec{r}_0 = \int\limits_0^{z_0} \frac{\vec{u}_0(\xi)d\xi}{c_s(\xi)}$ - ветровой снос центра импульса) и полагая выполненным условие $D_0 \ll \omega_0\tau$, после подстановки (1.13) с учетом (3.1) в (3.3) и интегрирования по поперечным координатам получим

$$\varphi(\vec{R}, 0, t) = -\int\limits_0^{\infty} dz' \frac{\pi B a^2 \rho_0^{эл}(z')}{c_s^2(z')\rho_0(z')\tilde{\varepsilon}(z')\varepsilon_0 R_0}\left[1 - \frac{z_0(z' - z_0)}{R_0^2} + \ldots\right] \times$$

$$\times G\left(-\int\limits_{z_0}^{z'} \frac{d\xi}{c_s(\xi)}\right)\exp\left[i\int\limits_{z_0}^{z'} k_0(\xi)d\xi - \frac{2}{3}\int\limits_0^{z'} \frac{\nu(\xi)k_0^2(\xi)}{c_s(\xi)}d\xi\right]. \tag{3.4}$$

Пренебрегая малыми членами, связанными с изменениями параметров атмосферы на протяжении импульса $L_{\parallel}$ и асимметрией формы огибающей G, после интегрирования (3.4) с учетом (1.4) и подстановки в (3.2) получим

$$E_z = -\frac{4\pi B\rho_0^{эл}(z_0)a^2 c_s(z_0)\tau z_0}{c_s^2(z_0)\rho_0(z_0)\tilde{\varepsilon}(z_0)\varepsilon_0 R_0^3}\,\frac{H(-\omega_0)}{\tau}. \tag{3.5}$$

Величина электрического поля E_z пропорциональна значению спектра огибающей $G(t)$ на несущей частоте ω_0. Приведем примеры спектров $H(-\omega_0)$ и их значения при разных $\omega_0\tau$ (см. табл. 1).

Таблица 1

$G(t)$	$H(-\omega_0)/\tau$	$\omega_0\tau=10^2$ ($f_0\tau=16$)	$\omega_0\tau=10^3$ ($f_0\tau=160$)
$\exp(-t^2/\tau^2)$	$\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\exp\left(-\frac{\omega_0^2\tau^2}{4}\right)$	10^{-1085}	$10^{-108500}$
$(1+t^2/\tau^2)^{-1}$	$\frac{1}{2}\exp(-\omega_0\tau)$	$5\cdot10^{-44}$	$5\cdot10^{-440}$
$\exp(-\lvert t/\tau\rvert)$	$\pi^{-1}(1+\omega_0^2\tau^2)^{-1}$	$3\cdot10^{-5}$	$3\cdot10^{-7}$
$(1-\lvert t/\tau\rvert)[1(t/\tau+1)-$ $-1(t/\tau-1)]$	$\frac{2}{\pi}\frac{\sin^2(\omega_0\tau/2)}{\omega_0^2\tau^2}$	10^{-4}	10^{-6}

Видно, что величина поля кардинальным образом зависит от формы огибающей $G(t)$, причем существенный вклад дают импульсы с резкими фронтами ("экспонента", "треугольник"). Численное интегрирование на ЭВМ с другими огибающими подтверждает этот вывод.

Приведем оценку величины поля для наиболее характерных параметров установок РАЗ: максимальная мощность в импульсе $Q_{max} = \pi a^2 B^2/2\rho_0 c_s(0) = 10$ кВт, $f_0 = 40$ Гц, $\tau = 1$ с, $\vartheta_0 = \lambda/\pi a = 6^\circ$. Для $G(t) = \exp(-|t/\tau|)$ на расстоянии $R_0 = 1$ км вне области грозовых облаков и утечки заряда имеем $E_z \sim 10^{-9} - 10^{-6}$ В/м.

Использование установок, генерирующих импульсы звука с резкими изменениями огибающей (порядка нескольких длин волн), и аппаратуры, измеряющей возникающее квазистационарное электрическое поле, дает возможность получить вертикальный профиль объемного заряда атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэнде М. Фейнмановские лекции по физике. -М.: Мир, 1966. Гл. 9. Вып. 5.
2. Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. - Л.: Гидрометеоиздат, 1974.
3. Каллистратова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. - М.: Наука, 1985.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967.
5. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. - М.: Наука, 1978.

6. Немцов Б. Е., Эйдман В. Я. //Акуст. журн. 1989. Т. 35. N 5. С. 882.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
29 мая 1991 г.

THE QUASISTATIC ELECTRIC FIELD OF ATMOSPHERIC VOLUME CHARGE CREATED BY POWERFUL SOUND PULSE

S. V. Polyakov, V. I. Rukavishnikov, V. V. Tamojkin

The problem of electric field created by atmosphere ions with vertical acoustic sounding from earth surface is considered. It is shown, that different nature ions are completely carried away by acoustic pulse and they create a quasistatic electric field in the environment . The electric field pulse form has calculated and its numerical estimate is given.