УДК 537.212:621.319

Соотношения электростатики с учетом ослабления электростатического поля материей

Л. А. Похмельных
Компания "ЭЛАТ", Мехико, Мексика

Выведены соотношения между параметрами статического электричества при допущении ослабления электростатического поля материей. В условиях ослабления поля потенциалы в точках бесконечной объемно-заряженной среды становятся конечными, работа электрических сил по перемещению заряда между точками зависит от выбранного пути, а электростатические уравнения Максвелла и Остроградского-Гаусса дополняются членами, описывающими объемный заряд внешней среды. Предполагаемые области преимущественного практического применения соотношений — внутриземное, атмосферное и космическое электричество.

Известно, что главной экспериментальной основой электростатики является закон Кулона. В течение более двухсот лет закон удовлетворительно работает на практике в лабораторных масштабах (куда следует также отнести все проводное электричество). Вместе с тем принятая запись закона — эмпирическая, и с современной точки зрения имеет недостатки. Один из них состоит в том, что запись не делает различия между зарядом — источником электростатического поля (ЭП) и зарядом — объектом воздействия внешнего поля. В работе [1] показано, что устранение этого недостатка позволяет построить вариант объединения электростатического и гравитационного взаимодействий. Другим недостатком записи является неявное безосновательное постулирование абсолютной прозрачности материи для ЭП, которая следует из структуры записи закона Кулона, в которой отсутствует параметр, зависящий от толщины материального экрана в случае его расположения между взаимодействующими зарядами. Вместе с тем известно, что все источники полей движутся с ускорениями вместе с Землей, поэтому реальное ЭП — это электромагнитное поле ультранизких частот, а понятие статичности является приближением, упрощающим рассмотрение задач. Известно также, что электромагнитные волны любой частоты при прохождении через материю испытывают ослабление, и нет оснований для постулирования абсолютной прозрачности материи для реального или гипотетического ЭП.

Данные заключения послужили основанием для рассмотрения общего случая — случая существования эффекта ослабления ЭП материей, в котором представление об абсолютной прозрачности материи выступает как частность. На основе представления об ослаблении ЭП материей построены математический аппарат электростатики и модель "космо-солнечно-земных электрических взаимодействий" [2—4]. Следствием модели является технология коррекции погоды методом ионизации атмосферы [4, 5], которая в опытно-производствввенных работах по увеличению осадков в Мексике демонстрирует адекватность исходных теоретических представлений с реальностью. Ниже представлены в расширенном изложении основные положения этой существенно отличающейся от классической электростатики, действие которой наиболее сильно должно проявляться во внелабораторных масштабах, т. е. в областях внутриземного, атмосферного и космического электричества, включая электричество планет, Солнца и других космических объектов.

В случае неабсолютной прозрачности материи для ЭП естественно ожидать, что эффект ослабления одномерного поля dE, направленного по оси X, пропорционален концентрации атомов в среде, т. е. плотности массы ρ среды и толщине слоя материального экрана dx. Если считать, что эффект ослабления поля материальными частицами аналогичен эффекту образования тени за макротелом, освещенным некоторым источником, то величина ослабления dE должна быть пропорциональна также напряженности поля E. Эта логика приводит к дифференциальной зависимости

$$dE = -(E\rho/\kappa_e)\,dx,$$

где κ_e — некоторая константа ослабления (или экранирования) ЭП материей. При равномерном распределении массы, т. е. при ρ = const, перенос E налево и интегрирование обеих частей уравнения приводит к зависимости

$$E(x) = E_0 \exp(-\rho x/\kappa_e), \qquad (1)$$

где E_0 — напряженность ЭП у источника.

Если источник поля — заряд Q — точечный, то, умножая обе части классической зависимости

$$E(r) = (4\pi\varepsilon_0\varepsilon)^{-1} r^{-2} Q$$

на сферическую концентричную с ним поверхность радиуса r и переходя к понятию потока напряженности C_E, получим в случае абсолютной прозрачности материи

$$C_E = \oint_S E ds = E(r)4\pi r^2 = Q(\varepsilon_0\varepsilon)^{-1}, \qquad (2)$$

где ε_0 — электрическая постоянная;

ε — диэлектрическая проницаемость среды.

В однородной среде правая часть выражения (2) постоянна, поэтому при выводе зависимости потока напряженности от расстояния при его ослаблении с константой κ_e остаются верными рассуждения, приведенные выше для одномерного поля E. В итоге после интегрирования радиальная зависимость потока имеет вид

$$C_E(r) = C_{E_0} \exp(-\rho r/\kappa_e), \qquad (3)$$

где C_{E_0} — поток поля через замкнутую поверхность вблизи источника.

Деление (3) на площадь шаровой поверхности и возвращение к понятию напряженности поля приводит к зависимости

$$\begin{aligned} E(r) &= (C_{E_0}/4\pi r^2)\exp(-\rho r/\kappa_e) = \\ &= (4\pi\varepsilon_0\varepsilon)^{-1} Q r^{-2} \exp(-\rho r/\kappa_e). \end{aligned} \qquad (4)$$

Зависимость (4) переходит в классическую при $\rho r \ll \kappa_e$, однако, как будет показано ниже, принципиальное допущение неабсолютной прозрачности материи, что выражается неравенством κ = const $< \infty$, приводит к математическому аппарату электростатики, существенно отличающемуся от классического. В дальнейших построениях толщина слоя

$$r_a = \kappa_e/\rho, \qquad (5)$$

за которой напряженность поля E ослабляется в e раз по сравнению с классической, будет называться радиусом экранирования ЭП материей.

Ниже приведены положения и количественные соотношения, вытекающие из (4), необходимые для понимания построенной физической теории [2—4] и ее следствий. Для упрощения записи выражений диэлектрическая проницаемость среды ε, которая не затрагивается в проблеме, принята равной единице.

Известно, что из постулата об абсолютной прозрачности материи для ЭП следует, что избыточные свободные заряды электрически проводящего заряженного тела должны концентрироваться на его поверхности независимо от размеров тела вследствие взаимного отталкивания. При этом достигается равенство нулю электрического поля в объеме тела.

При введении конечного коэффициента ослабления ЭП материей и при размерах тела $D >> r_a$ (назовем такое тело массивным) избыточные поверхностные заряды тела в случае его заряженности должны испытывать ослабленное взаимное отталкивающее воздействие. При большем увеличении размеров тела сила, концентрирующая заряды на поверхности, стремится к нулю, и возникают условия, при которых минимум энергии достигается при расположении свободных избыточных зарядов в объеме тела.

Из-за нечувствительности к полям зарядов противоположной стороны поверхность массивного тела может рассматриваться как поверхность объемно-заряженного бесконечного полупространства.

Помещение электрически нейтрального проводящего массивного тела в объемно-заряженную среду должно сопровождаться индукцией на его поверхности поверхностного заряда по знаку противоположного заряду среды и возникновением в объеме тела объемного заряда со знаком заряда среды. При электрическом контакте тела со средой его поверхностный заряд через некоторое время будет нейтрализован, и тело в равновесном состоянии окажется содержащим избыточный заряд.

Представление об объемной заряжности массивных тел в динамически равновесном состоянии при их нахождении в объемно-заряженной среде приводит к следующим аналитическим соотношениям.

Напряженность ЭП в некоторой точке на плоской поверхности бесконечного однородного полупространства с плотностями заряда q и массой ρ, вычисляемая интегрированием напряженностей ЭП всех объемных зарядов полупростанства с учетом (4), равна

$$E = \int\limits_{V/2} (n_s n_r)(4\pi\varepsilon_o)^{-1} q r^{-2} \exp(-\rho r/\kappa_e) dv = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\pi\kappa_e \frac{q}{\rho}, \quad (6)$$

где n_s — единичный вектор, ортогональный к границе полупространства;

n_r — единичный вектор направления из интегрируемого заряда в точку измерения на поверхности.

Из (6) следует, что напряженность ЭП на плоской границе двух бесконечных полупространств с плотностями зарядов q_1, q_2 и масс ρ_1, ρ_2 равна

$$E_{1,2} = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\pi\kappa_e[(q_1/\rho_1) - (q_2/\rho_2)]. \quad (7)$$

Электродинамическое равновесие на границе полупространств, определяемое условием $E_{1,2} = 0$, достигается при

$$q_1/\rho_1 = q_2/\rho_2. \quad (8)$$

Соотношение (8) определяет плотности объемного заряда в двух произвольных контактирующих массивных средах, находящихся в электродинамическом равновесии, в частности, в массивном проводящем теле и окружающей его среде. При низкой электрической проводимости вещества тела (диэлектрик) условие (8) должно выполняться по телу в среднем.

Согласно (1) и (7), напряженности E_1, E_2 в точках, находящихся в двух бесконечных однородных полупространствах 1 и 2 с плотностями заряда q_1, q_2, и массы ρ_1, ρ_2 на удалении $|x|$ от плоской ортогональной к оси X поверхности раздела в $x = 0$ равны

$$E_1(x) = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\pi\kappa_e(q_1/\rho_1 - q_2/\rho_2)\exp(-\rho_1|x|/\kappa_e); \quad (9)$$

$$E_2(x) = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\pi\kappa_e(q_1/\rho_1 - q_2/\rho_2)\exp(-\rho_2|x|/\kappa_e).$$

Разность потенциалов между этими точками определяется с помощью (9) работой по перемещению единичного заряда между ними

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} E\,dx = \int\limits_{-\infty}^{0} E_1\,dx + \int\limits_{0}^{+\infty} E_2\,dx = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\pi\kappa_e^2\left(\frac{1}{\rho_1}+\frac{1}{\rho_2}\right)\left(\frac{q_1}{\rho_1}-\frac{q_2}{\rho_2}\right). \quad (10)$$

Из (10) найдем напряженность поля E в среде с градиентом отношения плотностей объемного заряда и массы

$$E = -\mathrm{grad}\varphi = -(4\pi\varepsilon_o)^{-1} 2\pi\kappa^2 \frac{1}{\rho}\,\mathrm{grad}\frac{q}{\rho}.$$

Важным следствием зависимости (10) является то, что в отличие от классического случая интегрирование в некоторой точке потенциалов зарядов заряженного бесконечного пространства не приводит к бесконечному значению. Это следствие открывает возможность рассмотрения униполярно заряженной космической среды, в том числе вселенной в целом.

К другому важному следствию зависимости (10) приводят следующие построения.

Рассмотрим три прилегающих друг к другу плоских массивных слоя с плотностями заряда q_1, q_2, q_3 и массы ρ_1, ρ_2, ρ_3. Будем считать, что слой 2 находится между слоями 1 и 3. С точки зрения классической электростатики разность потенциалов между любыми внутренними точками слоев 1 и 3 равна сумме разностей потенциалов между внутренними точками слоев 1, 2 и 2, 3:

$$\varphi_1 - \varphi_3 = \varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_2 - \varphi_3 \,.$$

Это положение является следствием независимости работы по перемещению заряда из одной точки в другую от пути в классической электростатике.

Покажем, что в развиваемой электростатике это положение не выполняется. Для этого запишем выражение (10) для разности потенциалов между внутренними точками слоев 1 и 3 через сумму разностей потенциалов между внутренними точками слоев 1, 2 и 2, 3. Получим следующее:

$$\varphi_1 - \varphi_3 = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\pi\kappa_e^2\left[\frac{1}{\rho_1}\left(\frac{q_1}{\rho_1} - \frac{q_2}{\rho_2}\right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\rho_3}\left(\frac{q_2}{\rho_2} - \frac{q_3}{\rho_3}\right) + \frac{1}{\rho_2}\left(\frac{q_1}{\rho_1} - \frac{q_3}{\rho_3}\right)\right]. \qquad (11)$$

Как видно из (11), в правой части параметры слоя 2 не сокращаются. Это говорит о том, что работа по перемещению заряда из слоя 1 в слой 3 зависит от условий на его пути.

Ввиду важности результата проиллюстрируем его еще одним примером. Рассмотрим одномерное поле E вдоль оси X, создаваемое источником в точке $x = 0$, и некоторую точку B на оси X на удалении L. Между точками $x = 0$ и B поместим слой материи толщиной $\Delta << L$, ослабляющий поле E в e раз. Определим работу по перемещению единичного заряда от источника поля до точки B в случаях, когда ослабляющий слой находится у источника поля или у точки B. В первом случае работа равна

$$W_1 = w + E_o\, L \exp(-1),$$

а во втором — $W_2 = E_0\, L + w \neq W_1$,
где w — работа по перемещению заряда внутри ослабляющего слоя.

Как видно, работа по перемещению заряда от источника поля до точки B зависит как от наличия ослабляющего слоя, так и его положения между источником поля и точкой.

Таким образом, в электростатике, построенной с учетом ослабления ЭП материей, работа ЭП по перемещению заряда из одной точки в другую зависит от выбранного пути. Это означает, что в каждой конкретной ситуации существует одно минимальное значение работы по перемещению заряда между выделенными двумя точками, в то время как бóльших значений бесконечно много. В этой ситуации разность потенциалов между точками при каждом конкретном распределении масс и зарядов в среде однозначно определяется только минимальным значением работы.

Отметим необычность формул для расчета плотностей заряда и массы, фигурирующих в соотношениях (6)—(10). В данных зависимостях ρ — это средняя плотность массы среды на прямых между зарядами и точкой измерения. Ввиду этого при вычислении ρ необходимо интегрировать плотности масс в телесных углах с учетом их относительных величин $\sigma_i/4\pi$ и по радиусу от точки измерения до практической бесконечности, т. е. не менее чем в радиусе экранирования r_a (5). При вычислении плотности массы в точке вся сфера вокруг нее может быть поделена на небольшие телесные углы σ_i, в которых массы известны. Суммирование этих масс, отнесенных к объемам конусов с вершинами в точке измерения, высотами r_{ai} и основаниями s_i с учетом относительной величины телесного угла $\sigma_i/4\pi$, приводит к значению плотности в точке. Плотность массы, вычисленная таким способом, может быть названа естественной и в дальнейшем она будет обозначаться через ρ_n.

При радиально-однородном распределении от точки измерения плотности массы, измеренной обычным способом ρ_i (ниже такая плотность будет называться локальной), естественная плотность массы в точке с учетом (5) будет

$$\rho_n = \sum_i^n \frac{\sigma_i}{4\pi}\left(\frac{1}{3}\rho_i r_{ai} s_i \,/\, \frac{1}{3} r_{ai} s_i\right) = \frac{1}{4\pi}\kappa_e \sum_i^n \frac{\sigma_i}{r_{ai}} \qquad (12)$$

при условии $\sum\limits_i^n \sigma_i = 4\pi$.

В однородной среде с локальной плотностью массы ρ_0 естественная плотность массы $\rho_n = \rho_0$, а на плоской границе раздела двух однородных массивных сред с локальными плотностями ρ_1, ρ_2 имеем

$$\rho_n = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)\,.$$

Из (12) следует, что в общем случае результат вычисления естественной плотности массы зависит от расположения последней в объеме каждого телесного угла.

Представляет практический интерес частный случай, когда измеряется потенциал в точке среды, из которой в некотором телесном углу σ_b наблюдается массивное ссферическое тело радиусом r_b и плотностью массы ρ_b (случай измерения потенциала в точке космической среды, не очень далеко отстоящей от одного космического тела). При расстоянии r между точкой и телом $r_b << r << r_{a0}$, где r_{a0} — радиус экранирования в среде, масса m_b в телесном углу определяется массой большого круга тела толщиной κ_e/ρ_b:

$$m_b = \pi r_b^2 \kappa_e .$$

Компонента естественной плотности массы этого телесного угла

$$\rho_{nb} = \frac{\sigma_b}{4\pi}\pi r_b^2 \kappa_e \Big/ \frac{1}{3}\pi r_b^2 r = \frac{3}{4\pi}\frac{1}{r}\sigma_b \kappa_e . \qquad (13)$$

Полная естественная плотность массы в точке среды в этом случае складывается из естественных плотностей в телесных углах σ_b (13) и $4\pi - \sigma_b$ остального пространства с равномерным распределением массы

$$\rho_n = \kappa_e \frac{1}{4\pi}\left[3\frac{\sigma_b}{r} + (4\pi - \sigma_b)\frac{1}{r_{ao}}\right].$$

При большом удалении тела от точки, т. е. при $\sigma_b << 4$ выражение (13) упрощается к виду

$$\rho_n = \frac{3\sigma_b}{4\pi r}\kappa_e + \rho_o .$$

Плотность объемного заряда среды, фигурирующая в выражении (10), также должна определяться интегрированием плотностей зарядов в телесных углах с учетом относительных величин углов. При определении плотности заряда в телесном углу необходимо интегрировать заряд по радиусу до практической бесконечности и делить его на объем угла. Плотность заряда, вычисленная таким способом, будет называться естественной, и полная естественная плотность заряда при равномерном распределении заряда равна

$$q_n = \sum_i^n \frac{\sigma_i}{4\pi}\left(\frac{1}{3}q_i r_{ai} s_i \Big/ \frac{1}{3} r_{ai} s_i\right) =$$

$$= \frac{1}{4\pi}\kappa_e \sum_i^n \frac{\sigma_i}{r_{ai}}\frac{q_i}{\rho_i}. \qquad (14)$$

В однородном пространстве с локальными плотностями q_o, ρ_o выражение (14) с учетом (5) приводит к значению

$$q_n = q_o,$$

а на плоской границе раздела двух однородных полупространств с локальными плотностями заряда q_1, q_2 и массы ρ_1, ρ_2 — к значению

$$q_n = \frac{1}{2}(q_1 + q_2).$$

При $r_b << r << r_{ao}$ заряд в телесном углу с телом равен заряду большого круга тела толщиной κ_e / ρ_b, т. е.

$$Q_b = \pi r_b^2 \kappa_e \frac{q_b}{\rho_b}.$$

Естественная плотность заряда в этом углу с учетом его относительной величины равна

$$q_{nb} = \frac{\sigma_b}{4\pi}\frac{Q_b}{V_\sigma} = \frac{\sigma_b}{4\pi}\pi r_b^2 \kappa_e \frac{q_b}{\rho_b}\Big/\frac{1}{3}\pi r_b^2 r =$$

$$= \frac{3}{4\pi}\frac{q_b}{\rho_b}\frac{1}{r}\sigma_b \kappa_e , \qquad (15)$$

где V_σ — объем конуса телесного угла с основанием πr_b^2.

Полная естественная плотность заряда в точке при наличии тела складывается из естественных плотностей в телесном углу σ_b (15) с телом и в телесном углу $4\pi - \sigma_b$ остального пространства (14) с равномерным распределением массы и заряда

$$q_n = \kappa_e \frac{1}{4\pi}\left[3\frac{\sigma_b}{r}\frac{q_b}{\rho_b} + (4\pi - \sigma_b)\frac{q_o}{\rho_o}\frac{1}{r_{ao}}\right]. \qquad (16)$$

При большом удалении точки от тела, т. е. при $\sigma_b << 4\pi$ выражение (16) упрощается к виду

$$q_n = \frac{3\sigma_b}{4\pi r}\frac{q_b}{\rho_b}\kappa_e + q_o .$$

Определим поток напряженности ЭП через замкнутую поверхность, внутри которой находится массивное тело.

Случай сферического тела

Согласно (6) напряженность ЭП в точке, находящейся на расстоянии r за пределами массивного сферического тела радиусом r_b и с плотностями заряда q_b и массой ρ_b будет

$$E = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\pi\kappa_e \frac{q_b}{\rho_b}\frac{r_b^2}{r^2} =$$

$$= (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\kappa_e \frac{q_b}{\rho_b} S_b r^{-2}, \qquad (17)$$

где S_b — площадь большого круга сферы.

Умножение выражения (17) на площадь шаровой поверхности S радиусом r дает поток ЭП вне тела

$$C_E = \oint_S E\,ds = 4\pi r^2 E = (4\pi\varepsilon_o)^{-1} 4\pi\kappa_e \frac{q_b}{\rho_b} S_b . \qquad (18)$$

В случае массивного тела произвольной формы параметр S_b является площадью проекции тела на плоскость, перпендикулярную к прямой, соединяющей тело с точкой измерения поля. Этот параметр оказывается переменной функцией направления. Поток напряженности поля зарядов тела через площадь шаровой поверхности S в этом случае равен

$$C_E = \oint_S E(\varphi, \theta)\, ds = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} \kappa_e \frac{q_b}{\rho_b} \oint_S S_b(\varphi, \theta) r^{-2}\, ds, \quad (19)$$

где φ, θ — углы сферических координат при интегрировании по поверхности сферы S.

Из (18), (19) следует, что суммарный поток ЭП через замкнутую поверхность, окружающую массивное тело, определяется только частью заряда тела, расположенной в ограниченном поверхностном слое тела, а не всем зарядом объема, как в классическом случае.

Зависимости (18), (19) действительны при отсутствии зарядов вне тела, т. е. при расположении тела в электрически нейтральной среде. Для вывода более общей зависимости, описывающей случай нахождения тела в произвольно объемно-заряженной среде, представим бесконечную массивную среду с однородной плотностью заряда q_0 и плотностью массы ρ_0. Ввиду ограниченности радиуса, в пределах которого заряды влияют на формирование потенциала в точке, разность потенциалов между любыми внутренними точками среды равна нулю, и поле E отсутствует.

Выделим в среде некоторый сферический объем V радиусом

$$r_v \ll r_a \quad (20)$$

и выберем произвольную точку на его поверхности. Если изъять из среды выделенный объем вместе с зарядом, то ввиду появления асимметрии в распределении зарядов относительно выделенной точки в ней появится поле, по напряженности равное, а по направлению противоположное полю изъятого заряда Q_v

$$E = -(4\pi\varepsilon_0)^{-1} V q_0 r_v^{-2} = -(4\pi\varepsilon_0)^{-1} Q_v r_v^{-2}.$$

Ввиду сферичности объема и произвольности точки поток напряженности через поверхность объема равен выражению

$$C_E = \oint_S E\, ds = -(4\pi\varepsilon_0)^{-1} Q_v r_v^{-2} 4\pi r_v^2 =$$
$$= -(4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi Q_v = -(4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi V q_0.$$

Если плотность заряда q_v в выделенном объеме отличается от плотности заряда окружающей среды, то ее можно представить в виде суммы плотностей заряда среды и некоторого избыточного заряда q_{ex}

$$q_v = q_0 + q_{ex}.$$

Поле на поверхности выделенного объема V будет, очевидно, отлично от нуля только при наличии избыточного заряда, поэтому суммарный поток напряженности через поверхность

$$\oint_S E\, ds = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi V q_{ex} = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi V (q_v - q_0).$$

Таким образом, в электростатике, учитывающей ослабление ЭП материей, при выполнении условия на размеры тела (20) и объемной заряженности среды дифференциальное уравнение Максвелла для всех свободных и связанных зарядов объема

$$\mathrm{Div}\, E = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi q_v \quad (21)$$

переходит в более общее

$$\mathrm{Div}\, E = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi (q_v - q_0), \quad (22)$$

а аналитическое выражение теоремы Остроградского-Гаусса

$$\oint_S E\, ds = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi Q_v - \quad (23)$$

соответственно, в

$$\oint_S E\, ds = (4\pi\varepsilon_0)^{-1} 4\pi (Q_v - V q_0). \quad (24)$$

Причину перехода зависимостей (21), (23) в (22), (24) можно наглядно пояснить следующим образом. В классической электростатике поле E точечного заряда изображается радиальными линиями бесконечной длины, поэтому при расположении заряда вне объема линии его поля могут только дважды пересечь поверхность объема, не создавая потока через поверхность.

При введении ослабления поля E материей (1), (4) поле точечного заряда должно быть представлено радиальными конечными отрезками линий разной длины. В этой ситуации в любом ограниченном объеме заряженной среды имеются окончания линий полей зарядов, находящихся вне объема. Эти линии, оканчивающиеся в объеме, проходят через его поверхность только один раз и, следовательно, создают отличный от нуля поток напряженности поля независимо от наличия заряда внутри объема.

Рассуждая аналогично, можно придти к выводу, что при нахождении в произвольно объемно-заряженной среде массивного сферического тела в условиях ослабления поля E материей, выражение (18) должно переходить в более общее

$$\oint_S E\, ds = (4\pi\varepsilon_o)^{-1}\, 4\pi\kappa_e \left(\frac{q_b}{\rho_b} - \frac{q_o}{\rho_o}\right) S_b\,. \qquad (25)$$

Отметим, что зависимости (22), (24), (25) справедливы в случае принципиально конечного значения константы ослабления κ_e. Значение константы влияет только на радиус объема, в пределах которого учитываются массы и заряды при вычислении их плотностей.

При вращении объемно-заряженного тела в пространстве возникает, как известно, магнитный момент, складывающийся из магнитных моментов μ_j элементарных кольцевых токов вращающихся зарядов объема. Интегрирование этих моментов по всему шару радиусом r_b при объемном заряжении шара с плотностью q_b и вращении с периодом T приводит к выражению для магнитного момента шара p_m

$$p_m = \int_V \mu_j\, dv = \frac{8}{15}\pi^2\, r_b^5\, T^{-1}\, q_b\,. \qquad (26)$$

Это выражение может быть также записано в форме

$$p_m = \frac{2}{5}\, Q_b\, S_b\, T^{-1} = \frac{2}{5}\, M_b\, S_b\, T^{-1}\frac{q_b}{\rho_b}\,, \qquad (27)$$

где Q_b, M_b — заряд и масса шара, соответственно.

С учетом (6) и (27) связь магнитного момента шара с напряженностью E_b поля, создаваемого объемными зарядами шара на его поверхности, определяется зависимостью

$$p_m = \frac{2}{5}(4\pi\varepsilon_o)\,(\pi\kappa_e)^{-1}\, M_b\, S_b T^{-1}\, E_b =$$

$$= \frac{8}{5}\,\varepsilon_o\,\kappa_e\, M_b\, S_b T^{-1}\, E_b. \qquad (28)$$

Если шар находится в среде с плотностью заряда q_o и массой ρ_o, то, согласно (7), связь магнитного момента с напряженностью поля E на поверхности шара от всех объемных зарядов

$$p_m = \frac{2}{5}\, M_b\, S_b T^{-1}\, [(4\pi\varepsilon_o)\,(\pi\kappa_e)^{-1}\, E + q_o/\rho_o]. \qquad (29)$$

Зависимости (26), (29) действительны при условии достаточно высокой прозрачности материи для магнитостатического поля.

Значение константы ослабления электростатического поля [3]

$$\kappa_e = 4{,}5 \pm 0{,}5{\cdot}10^2\ \text{кг/м}^2 \qquad (30)$$

соответствует следующим радиусам экранирования в различных средах.

Значения радиуса экранирования определяют верхние пределы пространственных масштабов, в пределах которых допустимо применение классической электростатики в ограниченных практических целях. При строгом подходе следует учитывать, что действие приведенных соотношений распространяется на электричество всех масштабов, включая лабораторный. В лабораторных масштабах действие соотношений проявляется в наличии и изменении в пространстве и времени плотностей объемного заряда в электрически проводящих телах, что обусловлено современной отрицательной заряженностью земного шара и неоднородной заряженностью атмосферы с высотой, меняющейся в периоде суток и в зависимости от метеорологической ситуации.

Реализуемость в природе зависимостей (23), (24) допускает экспериментальную проверку методом измерения токов в цепи изолированное проводящее тело — окружающая среда. Первые эксперименты, выполненные в 1980 г. в Центральной аэрологической обсерватории (Долгопрудный), показали согласуемость результатов со значением (30) константы. На основе зависимости (24) создан принципиально новый измеритель вариаций плотности объемного заряда, позволяющий проводить измерения в среде произвольной фазы и плотности, в том числе в космической [6]. Устройство может быть использовано для прямых измерений 22-летних циклических вариаций плотности заряда в космосе, существование которых следует из теории электрических взаимодействий Земли и Солнца с космической средой [2 —4].

Среда	Локальная плотность массы ρ, кг / м^3	Естественная плотность массы ρ_n, кг/м^3	Средний радиус экранирования. $r_a = \kappa_e/\rho_n$, м
Земной грунт в среднем	$5{,}5{\cdot}10^3$	$5{,}5{\cdot}10^3$	$8{,}2{\cdot}10^{-2}$
Вода	$1{,}0{\cdot}10^2$	$1{,}0{\cdot}10^3$	0,45
На границе у земной поверхности	$5{,}5{\cdot}10^3$ и 1,3	$2{,}2{\cdot}10^3$	$1{,}6{\cdot}10^{-1}$
Атмосфера на высоте 400 м	1,3	1,3	$3{,}5{\cdot}10^2$
Газовая среда в ионосфере (h = 100 км)	$5{,}4{\cdot}10^{-7}$	10^{-2}	$4{,}5{\cdot}10^4$
Космос на удалении 10 земных радиусов	10^{-20}	$5{,}3{\cdot}10^{-8}$	$8{,}5{\cdot}10^9$
Космос вдали от звезд	10^{-20}	10^{-20}	$4{,}5{\cdot}10^{22}$

Литература

0. *Похмельных Л. А.* Электростатика и гравитация как различные проявления общего центрального взаимодействия стабильных элементарных частиц// Прикладная физика, 2002. № 1. С. 24—31.

0. *Похмельных Л. А.* Электричество атмосферы, земного шара и космоса в логике некулоновской электростатики. — М.: ВИНИТИ, № 5933—В-87, 1987. — 71 с.

0. *Pokhmelnykh L. A.* Geo-solar-cosmic electric relations in electrostatics with *E* field screening by matter: Proc. of the 1-st Int. congress on geo-cosmic relations. Amsterdam, 1989: В кн. Geo-cosmic relations; the earth and its macroenvironment. Pudoc, Wageningen, 1990. P. 327—335.

0. *Похмельных Л. А.* Электричество Земли и Солнца, тепловой баланс земной атмосферы как следствия волн плотности заряда в космосе. — М.: ВИНИТИ, ISSN 0235-5019, 2001, № 10. С. 2—17.

0. *Pokhmelnykh L. A.* Theoretical problems of weather modification by ions. WMO Workshop on measurements of cloud properties for forecasts of weather and climate. Mexico City, June 1997. P. 350—352.

0. А. с. 999178 СССР. Устройство для измерения вариаций плотности объемного заряда в среде/ Похмельных Л. А., 1982.

The relations of electrostatics with account of electrostatic field attenuation by matter

L. A. Pokhmelnykh
ELAT Company, Mexico City, Mexico

The relations between parameters of static electricity are deduced for the case of electrostatic field attenuation by matter. Under the condition of the field attenuation the potential difference between two arbitrary points of infinite charged medium becomes limited, the work done by the field to move a charge between the points of the medium depends on the way and the Maxwell and Ostrogradsky-Gauss electrostatic equations contain members describing volumetric charge of external medium. The expected predominant practical application areas of the relations are terrestrial, atmospheric and space electricity.