

ГЕОФИЗИКА

УДК 539.038

ПОЛЕ ЯСНОЙ ПОГОДЫ И БАРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

В. И. Григорьев, Е. В. Григорьева

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Проводится теоретическое исследование электрического поля, которое порождается приливным воздействием на планету благодаря бароэлектрическому эффекту — эффекту перераспределения электронов в неоднородно напряженном химически однородном изотермическом проводнике. Исследуемое поле сравнивается с полем ясной погоды над поверхностью Земли и делается вывод, что существование последнего может быть в основных чертах объяснено и без предположения о наличии у Земли значительного отрицательного заряда.

Первое упоминание об обнаружении электрического поля над поверхностью Земли в ясную, безоблачную погоду относится еще к 1752 г., когда появилась публикация [1] Лемонье о проведенных им наблюдениях. Многочисленные, хотя и несколько бессистемные исследования этого поля продолжаются и поныне. Почти все исследователи (см., напр., [2]) указывают на наличие у поля ясной погоды направленной вниз вертикальной компоненты напряженности порядка 10^2 В/м, а также и переменных частей как у вертикальной, так и у горизонтальной компонент. Вообще вариации поля ясной погоды выглядят весьма прихотливо, в них прослеживается ряд периодичностей, в том числе суточные и полусуточные периоды, но имеются и такие изменения, которые выглядят как случайные, хотя их локальные масштабы оказываются порой весьма значительными. Подмечено, что такие локальные резкие всплески электрического поля нередко предшествуют землетрясениям.

Поиски объяснения того, почему возникает естественное, как его еще называют, электрическое поле, что обуславливает его изменения, — поиски, начавшиеся уже давно, не привели пока к ощутимым успехам. По-видимому, господствующим является мнение о том, что электрическое поле ясной погоды обуславливается наличием у Земли электрического заряда; этот заряд должен быть отрицательным и иметь величину порядка полмиллиона кулон, чтобы объяснить наблюдаемую напряженность поля ясной погоды. Происхождение этого заряда не получило пока достаточно четкого и полного объяснения, так что утверждение о его существовании можно считать гипотетическим. Но действительно ли без этой гипотезы нельзя обойтись, если речь идет об источнике поля ясной погоды? Цель настоящей работы — попытаться показать, что имеется и другой подход к объяснению электрического поля над поверхностью планеты, не требующий предположения о наличии у нее электрического заряда. Этот подход основывается на исследовании тех бароэлектрических эффектов, которые обуславливаются приливыми воздействиями, испытываемыми планетой.

Для рассмотрения такой задачи можно обратиться к простой модели: будем считать планету химически однородным, холодным, вращающимся как единое целое электронейтральным шаром, на который оказывает приливное воздействие единственный спутник. Для того чтобы получить некоторые количественные оценки, здесь уместно на-

помнить основные положения теории бароэлектрического эффекта. В работах [3—8] обсуждаются методы нахождения тех полей, которые возникают в проводниках при равновесии, т. е. когда градиенты давлений, обусловливаемые внешними воздействиями, не зависят от времени. Такие равновесные бароэлектрические поля в неоднородно напряженных проводниках можно найти несколькими методами. Наиболее общий подход — использование термодинамического условия равновесия: условия постоянства электрохимического потенциала. Этому условию для интересующего нас круга задач можно придать весьма наглядную форму:

$$\text{grad}(W + E^2/8\pi) = 0, \quad (1)$$

где W — объемная плотность «избыточной» энергии, которая возникает, если давление от нулевого изменяется до значения p , а $E^2/8\pi$ — плотность энергии того электрического поля, которое появляется из-за перераспределения зарядов. Таким образом, условие (1) попросту означает, что полная плотность «избыточной» энергии во всех участках неоднородно напряженного проводника должна быть при равновесии одинаковой. Если известно распределение давлений, то, зная, как W зависит от p , можно, опираясь на (1), найти и напряженность E . Полезно заметить, что поверхности постоянных давлений являются и эквипотенциальными поверхностями. Нетрудно убедиться, что появление поля в результате перераспределения зарядов обуславливает пренебрежимо малую поправку в распределение давлений, так что механическое условие равновесия, которое и определяет распределение давлений при наличии объемных сил с плотностью \mathbf{f} , можно, как то всегда делается в механике сплошных сред (точнее, в гидростатике), писать в виде

$$\mathbf{f} - \nabla p = 0. \quad (2)$$

Интересующая нас задача о «приливных» бароэлектрических полях уже не является равновесной. Однако, поскольку время, за которое происходит перераспределение зарядов, значительно меньше того времени, за которое заметным образом изменяется распределение давлений, можно и здесь считать систему квазиравновесной и пользоваться как формулой (2), так и «равновесными» методами нахождения бароэлектрических полей и в этой неравновесной задаче.

Помимо «энергетического» подхода к вычислению E , основанному на использовании (1), существует и иной, «силовой» подход. Оба эти подхода дают близкие результаты, но нам здесь будет удобнее пользоваться именно вторым.

Условие механического равновесия можно записать в виде

$$\alpha \mathbf{f} + \mathbf{f}_{el} = 0, \quad (3)$$

где \mathbf{f} — объемная плотность внешних, в интересующих нас случаях — гравитационных, сил, \mathbf{f}_{el} — плотность электрической силы, которую можно представить в виде

$$\mathbf{f}_{el} = \rho \mathbf{E} = (\mathbf{E}/4\pi) \text{div } \mathbf{E}, \quad (4)$$

а множитель α определяет, какую долю от внешних уравновешивают электрические силы. Эта доля меняется в зависимости от давления. Если вещество находится под давлением порядка или больше фермиевского, то кинетическая энергия электронов делается настолько большой, что взаимодействие между ними и положительно заряженными

ядрами (точнее, атомными остовами) может и не учитываться, так что если под действием гравитационной силы ядро смещается, то оно не может увлечь за собой и электроны, в результате чего происходит электрическая поляризация вещества и возникает то электрическое поле, которое компенсирует в случае равновесия действие гравитационного поля. При малых же давлениях на первый план выступает потенциальная энергия связи электронов каждой из атомных ячеек с ядром, и поэтому эффект поляризации, указанный выше, подавляется, отчего на главное место в условии равновесия выходят те «силы», которые обязаны принципу Паули, тогда как роль электрических сил делается несущественной. Все это, как показывает детальный анализ, можно с достаточной для нас степенью точности учесть, подставляя α в виде $\alpha = p/p_0$, где p_0 порядка давления Ферми.

Можно проиллюстрировать результаты такого подхода, рассмотрев поле бароэлектрического происхождения в указанной выше модели планеты. Распределение давлений, создаваемых ее собственным гравитационным полем, можно представить в виде

$$p(r) = \frac{1}{2} \tau g R (1 - r^2/R^2), \quad (5)$$

где R — радиус шара, g — ускорение свободного падения у его поверхности, τ — механическая (усредненная) плотность.

Учитывая сферическую симметрию задачи, можно записать:

$$E = i_r E(r),$$

$$4\pi \frac{p}{\rho_0} \frac{dp}{dr} + \frac{E(r)}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 E(r)) = 0. \quad (6)$$

Подставляя в последнее уравнение выражение (5), находим решение $E(r)$, удовлетворяющее требованию $E(0) = 0$:

$$E(r) = g\tau \sqrt{\frac{2\pi}{\rho_0}} r \sqrt{\frac{1}{3} - \frac{r^2}{4R^2}}. \quad (7)$$

Плотность объемных зарядов определяется уравнением Максвелла $\text{div } E = 4\pi \rho$. Поскольку шар в целом предполагается электронейтральным, электрическое поле за его пределами отсутствует, так что есть поверхностные заряды, плотность которых

$$\rho_s = -\frac{E(R)}{4\pi} = -\frac{g\tau R}{4\pi} \sqrt{\frac{\pi}{6\rho_0}}.$$

Вращение шара как целого с угловой скоростью ω приводит к появлению магнитного поля. Во внешней области это поле оказывается дипольным. Вычисление магнитного дипольного момента дает

$$\vec{M} = -\frac{GM^2\omega}{81c} \sqrt{\frac{2\pi}{\rho_0}}. \quad (8)$$

Подставляя в эту формулу значение гравитационной постоянной $G \approx 6,673 \cdot 10^{-8}$, а также $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ для скорости света и полагая $\sqrt{2\pi/\rho_0} \approx 10^{-7}$, нетрудно убедиться, что для Земли, например, масса которой $M \approx 6 \cdot 10^{27}$, а угловая скорость $\omega \approx 7,3 \cdot 10^{-5}$, магнитный момент бароэлектрической природы, посчитанный по формуле (8), получается примерно $7 \cdot 10^{24}$ (все величины в единицах СГС). Это примерно на

Один порядок меньше, чем полная наблюдаемая в настоящее время величина магнитного момента, так что «бароэлектрический вклад» в геомагнитное поле получается порядка десяти процентов.

Перейдем к обсуждению бароэлектрических эффектов, возникающих благодаря приливному воздействию. Как уже говорилось, будем полагать, что оно вызывается единственным спутником, причем соотношение масс таково, что содвижением планеты можно пренебречь (что, впрочем, не имеет принципиального значения и принимается лишь для технического упрощения). Частота обращения спутника вокруг планеты предполагается много меньшей частоты ее суточного обращения. Будем также предполагать, что расстояние между центрами спутника и планеты существенно больше радиуса планеты.

Плотность приливной силы в системе центра масс планеты может быть записана при этом в виде

$$F_{11} = Gm\tau \frac{3n(nr) - r}{R_0^3}. \quad (9)$$

Помимо уже встречавшихся ранее обозначений G для гравитационной постоянной и τ для плотности вещества планеты в эту формулу входят: m — масса спутника, r — радиус-вектор, проведенный от центра планеты к интересующей нас ее точке, и вектор R_0 , проводимый от центра спутника к центру планеты; единичный вектор $n = R_0/R_0$.

Полное давление p можно разбить на две части: $p = p_1 + p_2$, первая из которых

$$p_1 = \frac{1}{2} g\tau R \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right), \quad (10)$$

уже обсуждавшаяся выше, создается собственным гравитационным полем планеты, а вторая

$$p_2 = \frac{G\tau m}{2R_0^3} \{ 3(nr)^2 - r^2 \} \quad (11)$$

появляется благодаря приливному воздействию.

Поле E также можно представить в виде $E = E_1 + E_2$, где первый член E_1 относится к бароэлектрическому полю, создаваемому благодаря действию собственного гравитационного поля планеты; это поле обсуждалось выше. Вторая же часть — это бароэлектрическое поле, которое обуславливается приливым воздействием.

Поскольку даже в приповерхностной области планеты $|\nabla p_1|$ более чем на шесть порядков превосходит $|\nabla p_2|$ (при этой и всех последующих оценках имеется в виду Земля и Луна), «приливные» добавки E_2 к E_1 малы, так что можноinearизовать условие равновесия (3), отбросив как малые второго порядка члены $\nabla(p_2^2/2\rho_0)$ и $(E_2/4\pi) \operatorname{div} E_2$. Это приводит к уравнению

$$\nabla \left(\frac{p_1 p_2}{\rho_0} \right) + \frac{1}{4\pi} E_1 \operatorname{div} E_2 + \frac{1}{4\pi} E_2 \operatorname{div} E_1 = 0, \quad (12)$$

поскольку

$$\nabla \left(\frac{p_1^2}{2\rho_0} \right) + \frac{1}{4\pi} E_1 \operatorname{div} E_1 = 0. \quad (13)$$

Подставляя в (12) указанные выше значения для ρ_1 , ρ_2 и \mathbf{E}_1 и по отдельности приравнивая вертикальные и горизонтальные компоненты, т. е. множители при \mathbf{i}_r и при \mathbf{i}_θ , получаем уравнения

$$\frac{d}{dr} \left\{ \frac{Gg\tau^2 mR}{4\rho_0 R_0^3} r^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) (3 \cos^2 \theta - 1) \right\} + \frac{g\tau}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}} r \sqrt{1 - \frac{3r^2}{4R^2}} \times \\ \times \operatorname{div} \mathbf{E}_2 + \frac{3g\tau}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}} \frac{1 - r^2/R^2}{\sqrt{1 - 3r^2/4R^2}} (\mathbf{i}_r \mathbf{E}_2) = 0 \quad (14)$$

и

$$-\frac{3Gg\tau^2 mR}{2\rho_0 R_0^3} r \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \sin \theta \cos \theta + \\ + \frac{3g\tau}{4\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}} \frac{1 - r^2/R^2}{\sqrt{1 - 3r^2/4R^2}} (\mathbf{i}_\theta \mathbf{E}_2) = 0, \quad (15)$$

где θ — угол между направлениями \mathbf{n} и \mathbf{g} .

Последнее уравнение особенно интересно: оно дает возможность непосредственно определить горизонтальную компоненту напряженности «приливного» электрического поля

$$E_2^{\text{horiz}} = \frac{3Gm\tau R}{R_0^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}} r \sqrt{1 - \frac{3r^2}{4R^2}} \sin \theta \cos \theta. \quad (16)$$

Поскольку тангенциальная компонента имеется только у \mathbf{E}_2 и поскольку эта компонента не испытывает разрыва на поверхности планеты, то непосредственно над этой поверхностью

$$E_\theta|_{R+0} = \frac{3Gm\tau R^2}{4R_0^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}} \sin \theta \cos \theta. \quad (17)$$

Полученная зависимость от угла θ свидетельствует о том, что над поверхностью планеты «приливное» электрическое поле имеет квадрупольную структуру. Если к тому же учесть, что поле \mathbf{E}_1 вообще не проникает во внешнюю область, т. е. над поверхностью планеты остается только поле \mathbf{E}_2 , то напряженность общего электрического поля над поверхностью планеты можно представить в виде

$$\mathbf{E}_{\text{ext}} = \mathcal{K} \left\{ \frac{3n(nr) - r}{r^5} - \frac{5r(3(nr)^2 - r^2)}{2r^7} \right\}. \quad (18)$$

Постоянная \mathcal{K} находится из (17). Действительно, учитывая, что $n_\theta = -\sin \theta$; $n_r = \cos \theta$, можно записать

$$(\mathbf{E}_{\text{ext}})_\theta|_{r=R} = -\frac{3\mathcal{K}}{R^4} \sin \theta \cos \theta,$$

откуда

$$\mathcal{K} = -\frac{Gm\tau R^6}{2R_0^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}}, \quad (19)$$

т. е.

$$\mathbf{E}_{\text{ext}} = -\frac{Gm\tau R^6}{2R_0^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}} \left\{ \frac{3n(nr) - r}{r^5} - \frac{5}{2} r \frac{3(nr)^2 - r^2}{r^7} \right\}. \quad (20)$$

Непосредственно над поверхностью планеты вертикальная и горизонтальная компоненты «приливного» электрического поля таковы:

$$\begin{aligned} E_{\text{ext}}^{\text{vert}}(R) &= -A(1 - 3 \cos^2 \theta), \\ E_{\text{ext}}^{\text{horiz}}(R) &= A \sin 2\theta, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$A \equiv \frac{3Gm\tau R^2}{4R_0^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}} = \frac{9GmM}{16\pi RR_0^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3\rho_0}}.$$

По поводу этого множителя A необходимо, однако, такое замечание. Использованный нами здесь подход к расчету напряженности бароэлектрического поля определяется в процитированных выше работах как феноменологический. Действительно, мы фактически ограничивались здесь тем приближением, в котором можно считать справедливым закон Гука. В этом случае в жидкости, находящейся под давлением p , плотность «избыточной» энергии $W = p^2/2B$, так что условие (1) принимает вид $\text{grad}\{p^2/2B + E^2/8\pi\} = 0$. Конечно, такое приближение заведомо неприемлемо в области больших (т. е. приближающихся к модулю всестороннего сжатия среды B) давлений; однако, когда речь идет о поверхностных участках планеты, а именно они играют основную роль при формировании «приливного» электрического поля, то здесь $p \ll B$ и считать сжатие упругим позволительно. И здесь полезно отметить и еще один момент: вблизи поверхности планеты можно заменить задачу одномерной: направив ось z вертикально и переписав (1) в виде $\frac{p}{B} \frac{dp}{dz} + \frac{E_z}{4\pi} \frac{dE_z}{dz} = 0$, мы приходим к одномерному варианту написания того условия механического равновесия, которое было использовано нами, поскольку упругий модуль B и тот параметр ρ_0 , который фигурировал выше — величины одного и того же порядка, а $\text{div } E \rightarrow dE_z/dz = 4\pi\rho$.

Более точные оценки для бароэлектрических полей дает «микроскопический» подход, в рамках которого избыточная плотность энергии рассчитывается квантовомеханическими методами. Эти более точные расчеты показывают, что феноменологические оценки приводят для полей к значениям, завышенным примерно на один порядок. Нецелесообразно полностью отказываться от феноменологического подхода хотя бы потому, что при всей простоте получения аналитических оценок он позволяет прояснить многие — и не только качественные — черты формирования бароэлектрических полей. То же обстоятельство, что оценки получаются завышенными примерно в 10 раз, легко учесть, вводя надлежащий поправочный коэффициент, т. е. умножая A на 0,1. Учтя это и подставляя значения параметров для Земли и Луны: $M \approx 6 \cdot 10^{27}$, $m \approx 7 \cdot 10^{25}$, $R \approx 6,4 \cdot 10^8$, $R_0 \approx 4 \cdot 10^{10}$ (все в единицах СГС), получаем

$$\begin{aligned} E_{\text{ext}}^{\text{vert}}(R) &\approx -4 \cdot 10^{-3} (1 - 3 \cos^2 \theta), \\ E_{\text{ext}}^{\text{horiz}}(R) &\approx 4 \cdot 10^{-3} \sin 2\theta. \end{aligned} \quad (22)$$

Переход от абсолютных гауссовых единиц, в которых найдены эти напряженности, к техническим единицам В/м осуществляется умножением на $3 \cdot 10^4$. Таким образом, получается, что вертикальная компо-

нента «приливного» электрического поля имеет напряженность порядка $E_{\text{ext}}^{\text{vert}}(R) \approx -10^2(1 - 3 \cos^2 \theta)$ В/м, а горизонтальная — порядка $E_{\text{ext}}^{\text{horiz}}(R) \approx 10^2 \sin 2\theta$ В/м.

Полученные нами выражения относятся к собственной системе отсчета планеты. Мы не учитывали неинерциальность этой вращающейся системы, поскольку для Земли, например, такой учет дал бы лишь незначительные поправки для E (более подробно это обсуждается в работе [9]). Однако для нас существенно, что вследствие суточного вращения планеты для покоящегося на ней наблюдателя направления на спутник, т. е., следовательно, и угол θ , являются переменными*. Если ввести обозначения: φ — угол между \mathbf{n} и угловой скоростью планеты ω , κ — угол между вектором \mathbf{r} , определяющим положение наблюдателя, и ω (угол широты)** и γ — угол долготы точки наблюдения, то, скажем, вертикальную компоненту «приливного» электрического поля в этой точке можно записать таким образом:

$$E_{\text{ext}}^{\text{vert}}(R) = -A \{1 - 3(\sin \varphi \sin \kappa \cos(\omega t - \gamma) + \cos \varphi \cos \kappa)\}^2. \quad (23)$$

Постоянная часть, которая есть у этой компоненты напряженности поля, направлена вниз и имеет порядок 10^2 В/м. Наряду с ней существует и переменная часть. У горизонтальной компоненты $E_{\text{ext}}^{\text{horiz}}$ нет постоянной части. В переменных частях компонент E_{ext} присутствуют и члены, меняющиеся с суточной частотой ω и имеющие полусуточный период. Части с суточным и с полусуточным периодами существенно различны для различных точек на поверхности планеты, что отражено посредством зависимости от κ и γ в (23).

Полученные нами результаты, касающиеся «приливного» электрического поля, основаны на рассмотрении идеализированной, упрощенной модели. Земля не изотермична, не однородна химически, она испытывает приливное воздействие не только Луны, но и Солнца, хотя это последнее примерно на порядок меньше лунного. Однако, как показывают оценки, влияние градиента температур и химических неоднородностей не может изменить порядка величин напряженностей рассматриваемого нами электрического поля, а на точность большую, нежели по порядку величин, наш подход претендовать и не может. Более важен отказ от рассмотрения внутренних дифференциальных движений. Именно они, по нашим оценкам, благодаря магнитогидродинамическим эффектам на 90% определяют геомагнитное поле, но, что для нас еще важнее, тектонические движения и связанные с ними весьма значительные переменные локальные градиенты давлений*** должны приводить к появлению всплесков напряженности электрических полей. Более подробное обсуждение такого рода вопросов выходит, однако, за рамки данной работы и должно быть предметом особой публикации. Здесь же мы попытались показать, что даже упрощенная модель «приливного» порождения электрического поля позволяет уловить ряд черт, присущих полю ясной погоды, и обойтись при этом без гипотезы о наличии у Земли значительного отрицательного электрического заряда. Наличие постоянной направленной вниз составляющей, переменных вертикальных и горизонтальных составляющих, в числе которых име-

* Значительно более медленные изменения, обусловленные относительным движением планеты и спутника, мы сейчас не учитываем.

** Не путать с географической широтой, которая отсчитывается не от северного полюса, а от плоскости экватора.

*** Конечно, важный вклад вносят и процессы в атмосфере, которые здесь также не обсуждаются.

ются меняющиеся как с суточным, так и полусуточным периодом, что также было надежно подмечено в наблюдениях [10, 11], наконец, реалистичность численных оценок (степень достоверности которых не следует преувеличивать) — все это, на наш взгляд, дает основание полагать, что приливные эффекты бароэлектрической природы играют важную роль в формировании геоэлектрического поля.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Lemonnier L. G. // *Mem. Acad. Sci.* 1752. 2. P. 233. [2] Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. Л., 1974. [3] Григорьев В. И., Григорьева Е. В. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 1984. 25, № 2. С. 40. [4] Григорьев В. И., Григорьева Е. В. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 1986. 27, № 2. С. 8. [5] Григорьев В. И., Григорьева Е. В., Ростовский В. С. // *Там же.* 1989. 30, № 5. С. 45. [6] Григорьев В. И., Григорьева Е. В., Ростовский В. С. // *Физика Земли.* 1990. № 4. С. 3. [7] Калев А. В. Препринт НИИЯФ МГУ № 23/100. М., 1989. [8] Калев А. В. Препринт НИИЯФ МГУ № 35/181. М., 1990. [10] Атмосферное электричество и магнитные возмущения: Сборник статей ИЗМИРАН СССР. М., 1983. [11] Атмосферное электричество: Тр. III Всесоюз. симпозиума. Л., 1988.

Поступила в редакцию
12.02.91