УДК 539.038

"ПРИЛИВНЫЕ" ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

В. И. Григорьев, Е. В. Григорьева, В. С. Ростовский

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Получены оценки для напряженностей электрических полей, возникающих у планет благодаря перераспределению в них электронов, обусловленному неоднородностью внутренних механических напряжений. Показано, что основные черты электрического поля ясной погоды, электротеллурического поля и поля теллурических токов определяются приливными воздействиями на Землю, без предположения о наличии у нее электрического заряда.

Бароэлектрический эффект

Порождаемые химическими неоднородностями контактные разности потенциалов, статические термо-ЭДС, возникающие в химически однородных проводниках при поддержании в них постоянных градиентов температуры, являются известными примерами нарушения эквипотенциальности проводников при наличии неоднородностей. Меньшее внимание обращалось на перераспределение зарядов и появление из-за этого электрического поля в проводнике при наличии в нем неоднородных внутренних напряжений. Именно это явление можно назвать бароэлектрическим эффектом. Рассмотрим его ниже.

Методы теоретического исследования равновесных бароэлектрических полей были изложены и ранее. В статье приведем же некоторые, наиболее важные положения.

Перераспределение электронов в продниках первого рода при наличии неоднородностей внутренних напряжений можно исследовать, опираясь на наиболее общее условие равновесия — термодинамическое условие постоянства электрохимического потенциала. Удобнее, однако, использовать эквивалентное ему условие

$$\operatorname{grad}\left(W + \frac{1}{8\pi}E^2\right) = 0, \qquad (1)$$

где W — плотность избыточной энергии, т. е. разность между энергией, приходящейся на единицу объема при наличии и при отсутствии внутренних напряжений в проводнике, а $\vec{E}$ — напряженность поля, порождаемого перераспределением зарядов. Важно подчеркнуть, что $\vec{E}$ — макроскопическая, т. е. усредненная по физически бесконечно малым объемам величина и следовательно связана в основном с перемещением электронов на макроскопические расстояния.

Если ограничиться рассмотрением, при котором учитывается только упругость объема, но не формы, т. е. обратиться к обсуждению случая жидких проводников (что не вносит заметных изменений в оценки для напряженности полей, т. к. все упругие модули близки по порядку величины), то единственным параметром, описывающим внутренние напряжения, остается давление p. Исследование зависимости W от p приобретает первостепенное значение. Наиболее последовательно эта задача решается в рамках квантовой теории. Более грубые оценки для полей (завышающие микро-

скопические примерно на порядок) можно получить, пользуясь феноменологическим выражением

$$.W = \frac{p^2}{2K + \gamma p}, \qquad (2)$$

где K — объемный модуль упругости, а γ — безразмерный параметр порядка единицы. Если $p << K$, то сжатие можно считать упругим, и при такой подчиняющейся закону Гука деформации плотность избыточной энергии $.W \approx \frac{p^2}{2K}$. Если же $p > K$, то получаем $W \approx p/\gamma$, что при $\gamma = \frac{2}{3}$ переходит в известное выражение для объемной плотности энергии вырожденного газа невзаимодействующих электронов. Чем выше давление, тем более реалистичной оказывается такая модель, не учитывающая ни межэлектронного взаимодействия, ни воздействия на электроны кулоновского поля ядер.

Перераспределение зарядов, вызываемое неоднородностями внутренних напряжений в проводнике и приводящее к возникновению бароэлектрического поля, происходит всегда, независимо от того, какие воздействия порождают эти неоднородности. Но в дальнейшем рассмотрим бароэлектрические поля, которые возникают под воздействием на небесные тела их собственного гравитационного поля и под действием приливных сил. При этом будем пользоваться даже в нестационарных задачах равновесным условием (1), полагая, что перераспределение давлений если и происходит, то за времена, значительно превышающие время электрической релаксации.

Известно, что стационарное электрическое поле является "безваттным" — для его поддержания не требуется затрат энергии. Прослеживается довольно далеко идущая аналогия между бароэлектрическими и контактными полями. В частности, и здесь справедливо обобщенное правило Вольта — за счет постоянных бароэлектрических полей не может поддерживаться электрический ток.

Описание модели

Планету (небесное тело) будем рассматривать как химически однородный, вращающийся как единое целое с угловой скоростью $\vec{\omega}$, проводящий жидкий шар с радиусом R и массой M, имеющий нулевую температуру.

Понятно, что такая модель достаточно далека от реальных планет и, тем более, звезд. Поэтому следует пояснить, почему она может быть принята — хотя бы для получения первых оценок.

Рассмотрим химическую неоднородность. Оценки показывают, что разброс значений напряженности бароэлектрических полей в зависимости от химического состава — в пределах одного порядка величин. При доступной нам точности оценок этого разброса можно не учитывать.

Если перепады температур достигают значений порядка температуры Ферми, то вклад термоэлектрических полей может оказаться ощутимым. Для планет же, в частности для Земли, где даже в центральной области температура на два порядка ниже температуры Ферми, поправки такого рода меньше десятых долей процента и ими можно пренебречь.

Наибольшие возражения может вызвать предположение о вращении планеты как единого целого: именно наличие внутренних дифференциальных движений рассматривается чаще всего как основной элемент динамомеханизма генерации магнитных полей. Бароэлектрическое перераспределе-

ние зарядов может породить лишь поправки к магнитному полю магнитогидродинамического происхождения. Однако именно эти поправки и являются здесь предметом рассмотрения, и этим определяется обращение к такой модели, в которой изначально исключаются динамо-эффекты.

Оценки для напряженности бароэлектрического поля

Пользуясь условием механического равновесия

$$\vec{f} - \operatorname{grad} p = 0, \tag{3}$$

где $\vec{f}$ — объемная плотность силы, можно найти распределение давлений, возникающее под действием этой силы. Будем учитывать ту часть $\vec{f}_g$, которая обусловлена гравитационным полем самой планеты, и часть $\vec{f}_t$, возникающую из-за действия приливных сил, порождаемых гравитационными воздействиями внешних источников тяготения.

Для грубых оценок можно заменить механическую плотность τ ее усредненным значением $\tau \approx \dfrac{3M}{4\pi R^3}$, тогда

$$\vec{f}_g = -\frac{3GM^2}{4\pi R^6}\vec{r}, \tag{4}$$

где G — гравитационная постоянная, а вектор $\vec{r}$ указывает положение точки относительно центра планеты.

Что касается плотности приливной силы, то, если учитывать воздействие на планету только одного спутника, $\vec{f}_t$ можно записать в виде

$$\vec{f}_t = \tau G \vec{m} \frac{3\vec{n}\left(\vec{n}\,\vec{r}\right) - \vec{r}}{R_0^3}, \tag{5}$$

где m — масса спутника; $\vec{n} = \dfrac{\vec{R}_0}{R_0}$, а вектор $\vec{R}_0$ проводится от центра спутника к центру планеты. Предположим, что $R_0 >> R$.

Напряженность бароэлектрического поля также представляется в виде суммы

$$\vec{E} = \vec{E}^{(g)} + \vec{E}^{(t)}. \tag{6}$$

Если учитывать только $\vec{f}_g$, то из (3) и (4) получим

$$p_g = \frac{3GM^2}{8\pi R^4}\left(1 - x^2\right), \; x \equiv \frac{r}{R}. \tag{7}$$

Учитывая сферическую симметрию модели и используя выражение (1), получим

$$\vec{E}^{(g)} = \vec{i}_r \sqrt{8\pi\left(W_0 - W(r)\right)}.$$

Постоянная интегрирования $W_0 = W(p_{max})$, что обеспечивает неотрицательность подкоренного выражения и дает $E^{(g)}(0) = 0$.

По мере увеличения r величина $E^{(g)}$ монотонно возрастает, достигая у поверхности планеты максимального значения $E^{(g)}_{max} = \sqrt{8\pi W_0}$.

—В приповерхностной области планеты $r \to R$, где $p << K$, можно принять $W \approx p^2/2K$, тогда для $E^{(g)}$ получаем

$$E^{(g)} = \frac{3GM^2}{4R^4} x\sqrt{\frac{(2-x^2)}{\pi K}}; \quad x = r/R. \tag{8}$$

Подставляя численные значения входящих в W_0 величин, нетрудно убедиться, что для Земли, например, $E^{(g)}_{max}$ оказывается весьма значительным — оно лишь на два порядка ниже типичной внутриатомной напряженности электрического поля e/a_B^2 (a_B — радиус Бора). Естественно, такой результат порождает множество вопросов, в частности, как такое громадное поле могло оставаться незамеченным и в каких наблюдаемых эффектах оно может проявляться.

Первое непосредственно связано с уже отмечавшейся безваттностью бароэлектрического поля. Поясним, это прибегнув к уже упоминавшейся аналогии между бароэлектрическими и контактными полями.

Если соединить проводом две химически разнородные пластины, то постоянный ток по этому проводу, разумеется, не потечет (правило Вольта). Но если в образованном этими пластинами конденсаторе менять расстояние между обкладками, то, поскольку контактная разность потенциалов при этом не меняется, переменным оказывается заряд на обкладках, т. е. по проводу потечет ток. Измеряя его, можно найти и контактную разность потенциалов (метод Кельвина). Энергия для поддержания тока черпается из работы, затрачиваемой на изменение расстояния между пластинами.

Почти такая же методика позволяет исследовать и разность потенциалов, возникающую благодаря бароэлектрическому эффекту. При этом обкладки могут не быть химически разнородными, но они должны находиться под различными давлениями. Именно такой по идее эксперимент был выполнен П. Крейгом [4]. В различных металлах измерялись величины $\Delta V/\Delta p$, где Δp — изменение давления, а ΔV связано с изменением работы выхода электронов из металла соотношением $\Delta A = e\Delta V$ (e — модуль заряда электрона). Измерения показали, что $\Delta V/\Delta p$ порядка нескольких единиц мкВ·см^2/кгс. Очевидно, что ΔA связано с изменением плотности избыточной энергии равенством $\Delta A = W/N$, где N — число электронов в единице объема. При $p << K$ примем $W \approx \frac{p^2}{2K}$, так что $\Delta V \approx \frac{p^2}{2KNe}$. Подставляя значения (в единицах СГСЕ) $K \sim 10^{12}$, $N \sim 10^{23}$, $\Delta p = 1$, находим, что при $p = 10^6$ дин/см^2 $\approx$ 1 кгс/см^2 оказывается $\Delta V/\Delta p \sim 10^{-14}$ ед. СГСЕ ~ ~ 1 мкВ·см^2/кгс, что соответствует данным опыта Крейга.

Нечто подобное эффекту Кельвина-Крейга можно усмотреть в следующем сообщении [5]: "Измерения проводились в скважине, пробуренной ... на глубину 500 м. В забое скважины был заилен электрод в виде металлической трубы диаметром 0,1 м и длиной 1 м. Вторым электродом являлась

обсадная стальная труба длиной 400 м в устье скважины. Электроды были связаны коаксиальным кабелем.

При активизации сейсмической деятельности обнаружено интенсивное стекание электрических зарядов с внешних концов кабеля на поверхность Земли. Разность потенциалов между электродами, судя по нарушению изоляции кабеля, достигала 5—10 кВ."

Это сообщение не является единственным. О появлении значительных электрических полей в периоды, непосредственно предшествующие землетрясением, имеется много данных. Так, установлено, что над погребенными рудными месторождениями в атмосфере наблюдается повышенная концентрация химических элементов, которые входят в эти месторождения [6]. С помощью описанных в указанной работе ионных ловушек проводились, в частности, и исследования зависимости концентрации от высоты. Выяснилось, что она не описывается барометрической формулой. По мере увеличения высоты концентрация возрастает, достигает максимума на высоте порядка десяти сантиметров, а затем падает.

На основании наблюдений [6] пришли к выводу, что из Земли над рудными телами вылетают потоки ионов, которые и обнаруживаются с помощью ловушек.

Появление ионов в толще Земли может быть обусловлено рядом причин, в частности, возникновением положительно заряженных ионов в процессах растворения. Бароэлектрическое поле оказывает на образовавшиеся положительные ионы двоякое влияние. Первое: поле выталкивает ион из недр планеты к поверхности. Накапливаемая в бароэлектрическом поле энергия передается от иона к атомам в процессах столкновения с ними. Поэтому в среднем движение иона можно рассматривать как равномерное и его кинетическая энергия равна $\frac{1}{2}eE^{(g)}l$, где l — длина свободного пробега иона. Второе: помимо того, что бароэлектрическое поле выталкивает положительные ионы из недр Земли, оно еще уменьшает вероятность захвата им электрона, т. е. рекомбинации. Как уже отмечалось, напряженность бароэлектрического поля $E(g)$ у поверхности Земли весьма значительна. Если бы эта напряженность достигла внутриатомного значения, то рекомбинация была бы вообще невозможной; поле же в приповерхностной области Земли хотя и не полностью исключает, но значительно замедляет рекомбинацию. В этом и заключается второй из аспектов влияния бароэлектрического поля на ионы.

После того как ион вытолкнут бароэлектрическим полем из недр планеты, он попадает в новое электрическое поле, которое называют "полем ясной погоды". Подробнее вопрос об этом поле обсуждается ниже, сейчас же достаточно напомнить, что у него имеется направленная вниз постоянная составляющая напряженности E_f с величиной порядка 10^2 В/м.

Попав в поле ясной погоды, ион тормозится этим полем, и предельная высота L, на которую ион может подняться, определяется условием $\frac{1}{2}elE^{(g)}(R) = eLE_f$. Подставляя численные значения $E^{(g)}(R) \sim (R)10^8$ В/см, $E_f \sim 1$ В/см, $l = 10^{-7}$ см, получаем оценку для L: $L \sim 10$ см. Отметим, что L оказывается не зависящей от заряда иона и от его массы; это также согласуется с тем, что было обнаружено экспериментально.

По достижении высоты L ион под действием поля ясной погоды начинает двигаться вниз. Вероятность того, что он окажется в ловушке, установленной на той или иной высоте, определяется тем, как он движется на этой высоте: чем больше скорость направленного движения, тем меньше эта

вероятность. Вследствие этого фиксируемая ловушками концентрация максимальна на высоте, близкой к L, и убывает как на больших, так и на меньших высотах, что и регистрировалось экспериментально.

Поля, порождаемые приливными воздействиями

Поле $E^{(g)}$, которое было рассмотрено выше, не проникает в область вне планеты, если полный заряд ее равен нулю, а также если придерживаться сферически симметричной модели.

Положение, однако, меняется, если, не отказываясь от положения об электронейтральности, включить в рассмотрение факторы, нарушающие сферическую симметрию задачи. Тогда бароэлектрическое поле проникает и в область над поверхностью планеты. Из таких факторов ниже обсудим только один — создаваемые внешними источниками гравитации приливные силы.

По отношению к земному наблюдателю входящий в выражение (5) вектор $\vec{n}$ из-за суточного движения Земли меняется со временем. Но поскольку эти изменения $\vec{n}$ протекают медленно, можно считать соотношение (3) приближенно выполняющимся. Это позволяет определить

$$p_t = \frac{3GMm}{8\pi R_0^3 R^3}\left\{3(\vec{n}\vec{r})^2 - r^2\right\}. \qquad (9)$$

Подставляя (6) в (1) и учитывая условие $\mathrm{grad}\left(p_g^2 / 2K + E^{(g)2} / 8\pi\right) = 0$, определяющее $E^{(g)}$, можно получить уравнение, необходимое для нахождения $\vec{E}^{(t)}$. Запишем это уравнение отбрасывая как малые поправки члены $E^{(t)2} / 8\pi$ и $p_t^2 / 2K$. Хотя p_t возрастает при $r \to R$, а p_g, наоборот, убывает, обращаясь в нуль при $r = R$, но уже на глубине порядка всего лишь нескольких межатомных состояний, произведение $p_g p_t / K$ становится существенно больше $p_t^2 / 2K$, что и оправдывает использование линеаризованного уравнения

$$\mathrm{grad}\left\{\frac{p_g p_t}{K} + \frac{(\vec{E}^{(g)}\vec{E}^{(t)})}{4\pi}\right\} = 0.$$

Интегрируя это уравнение и учитывая (7), (8), (9), находим при $r \le R$

$$E_r^{(t)} = -\frac{4\pi p_g p_t}{E^{(g)} K} = -\frac{3GMm}{2R_0^3 R\sqrt{\pi K}} \frac{x\left(1-x^2\right)}{\sqrt{2-x^2}}\left(3\cos^2\theta - 1\right), \qquad (10)$$

где $\cos\theta = (\vec{n}\vec{r})/r$.

Пользуясь сферической системой координат (r, θ, χ) и учитывая, что из соображений симметрии $(E^{(t)})_\chi = 0$, легко убедиться, что уравнение Максвелла rot $\vec{E} = 0$ дает лишь одно нетривиальное условие

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r E_\theta^{(t)}\right) = \frac{\partial}{\partial \theta} E_r^{(t)}.$$

После интегрирования этого уравнения получаем

$$E_\theta^{(t)} = \frac{3GMm}{R_0^3 R\sqrt{\pi K}} \frac{1}{x}\left\{(1+x^2)\sqrt{2-x^2} - \sqrt{2}\right\}\sin\theta\cos\theta. \qquad (11)$$

Постоянная интегрирования выбирается так, чтобы обеспечить выполнение условия $E_\theta^{(t)}\big|_{x=0} = 0$.

Далее рассмотрим бароэлектрическое поле над поверхностью планеты. Горизонтальная (тангенциальная) компонента есть только у ее приливной части $\vec{E}^{(t)}$ и эта компонента не испытывает разрыва на поверхности раздела. Поэтому непосредственно над поверхностью планеты

$$E_\theta^{(t)}(R+0) = \frac{3GMm\left(2-\sqrt{2}\right)}{R_0^3 R\sqrt{\pi K}}\sin\theta\cos\theta.$$

Зависимость от угла θ свидетельствует о том, что поле имеет квадрупольную структуру. Полную напряженность электрического поля над поверхностью планеты можно представить в виде

$$\vec{E}_{ext} = P\left\{\frac{3\vec{n}(\vec{n}\vec{r}) - \vec{r}}{r^5} - \frac{5}{2}\cdot\vec{r}\cdot\frac{3(\vec{n}\vec{r})^2 - r^2}{r^7}\right\}.$$

Множитель P находится с помощью выражений (11). Действительно, учитывая, что $n_\theta = -\sin\theta$, $n_r = \cos\theta$ и что $r \to R$, можно записать

$$P = -\frac{GMmR^3}{R_0^3\sqrt{\pi K}}\left(2-\sqrt{2}\right).$$

Непосредственно над поверхностью планеты вертикальная и горизонтальная компоненты напряженности электрического поля таковы:

$$E_{ext}^{vert}(R) = -\frac{3P}{2R^4}\left(3\cos^2\theta - 1\right), \quad E_{ext}^{hor}(R) = \frac{3P}{2R^4}\sin 2\theta. \qquad (12)$$

Как уже было отмечено, феноменологические оценки для $\vec{E}$ завышены примерно на порядок по сравнению с более точными, полученными на базе квантовой теории. Поэтому уместно ввести в полученное выражение для P корректирующий множитель порядка 10^{-1}.

Полученные нами выражения (12) относятся к собственной системе отсчета планеты, в которой вектор $\bar{n}$, а, значит и угол θ, являются переменными. Заметим, что изменения, отражающие зависимость от времени модуля вектора R_0, являются значительно более медленными и потому менее значимыми. Если их не учитывать вовсе, то можно рассматривать множитель P как постоянный.

Полученное выше выражение для $.V_{ext}^{vert}$ включает постоянную, т. е. не зависимую от времени и от положения точки наблюдения направленную вниз часть $\frac{3P}{2R^4}$. Если подставить численные значения входящих в P величин, рассматривая приливное воздействие на Землю со стороны Солнца и Луны, величина этой постоянной части оказывается порядка 10^2 В/м (вклад от Солнца несколько меньше, чем от Луны).

Полученные выше результаты, естественно, наводят на мысль о поле ясной погоды. Традиционно оно объясняется наличием у Земли отрицательного электрического заряда. Выше показано, что приписывать Земле такой заряд незачем. Не только факт существования поля, но и реалистические оценки его напряженности, естественное объяснение его распространенности и изменения во времени, в частности, наличие одинарных и двойных частот, давно установленное наблюдениями, существование направленной вниз постоянной части у вертикальной компоненты этого поля и ряд других, более тонких эффектов — все это находит отражение в обсуждавшейся выше модели. Конечно, эта модель во многом упрощенная. В ней, в частности, не учитываются процессы в атмосфере, которые влияют на геоэлектрическое поле. Но именно поле ясной погоды в наименьшей мере подвержено этим влияниям.

Приливное электрическое поле имеется не только у Земли, но и у всех небесных тел, испытывающих приливные воздействия. Есть такое поле и над поверхностью Луны. Поскольку Луна обращена к Земле всегда одной стороной, селеноэлектрическое поле (по крайней мере в первом приближении) не меняется во времени, хотя его напряженности и зависят от положения точки наблюдения у поверхности Луны. Правда, таких наблюдений пока еще не проводили. Желательно было бы восполнить этот пробел, тем более, что напряженность поля, порождаемого приливным воздействием Земли, достигает здесь местами более 5 кВт/м.

О теллурических полях и теллурических токах

"Электрические наблюдения, проведенные над континентами и морями, показывают, что атмосферно-электрическое поле Земли всюду и всегда, за исключением временно флюктуирующих областей возмущения, направлено нормально к земной поверхности. Наблюдаемая направленность электрического поля Земли становится понятной, если вспомнить, что поверхностная оболочка Земли... является хорошо проводящей и, следовательно, эквипотенциальной, поэтому все попытки обнаружить касательную компоненту атмосферно-электрического поля Земли, соизмеримую с его нормальной, не могут быть успешными" [8]. Такое мнение имеет широкое распространение, хотя он базируется на ошибочных теоретических положениях, да и опровергается наблюдениями. Из этих ошибочных положений основное — об эквипотенциальности Земли. Рассматриваемый нами бароэлектрический эффект как раз и состоит в том, что перепады давлений порождают появление разностей потенциалов даже в случае равновесия. Градиенты давлений, соз-

дающиеся благодаря приливным силам, порождают электрическое поле; у которого имеются как вертикальная, так и горизонтальная компоненты. Правда, у вертикальной составляющей есть не зависящая от времени и потому не пропадающая при усреднении по времени часть, тогда как усредненное значение горизонтальной составляющей напряженности поля равно нулю. Однако это вовсе не означает, что нулевыми являются и мгновенные значения касательной компоненты. Максимальные значения этой компоненты вполне соизмеримы с его нормальной компонентой, что видно из выражения (12). В литературе обнаруживается разное трактование. Так, в источнике [8] глава III посвящена электротеллурическим полям, где четко и определенно говорится, что описывающий это поле вектор напряженности $\vec{E}$ направлен по касательной к земной поверхности. Поскольку тангенциальная (т. е. касательная) компонента $\vec{E}$ непрерывна, то сам факт существования электротеллурического поля свидетельствует о наличии у геоэлектрического поля горизонтальной составляющей.

Перейдем теперь к вопросу о теллурических токах. Их плотность часто связывают с напряженностью теллурических полей обычным законом Ома $\vec{j} = \lambda\vec{E}$. Однако это не верно и видно из того, что при равновесии, если неоднородности остаются, $\vec{j} = 0$ хотя $\vec{E} \neq 0$.

Чтобы правильно подойти к вопросу о теллурических токах, нужно вспомнить, как они исследуются экспериментально. В землю помещаются (обычно на небольшую глубину) два электрода, и измеряется электрический ток, протекающий по соединяющему их проводу. Можно оценить этот ток таким образом: найдем заряды на электродах и определим, как они меняются за единицу времени.

Заряды Q_1 и Q_2 на электродах можно оценить как $Q_{1,2} \approx V_{\rho_{1,2}}$, где $\rho_{1,2}$ — плотности заряда в тех местах, где помещены первый и второй электроды, объемы которых $V << \beta$, (l — расстояние между ними). Тогда сила тока

$$J = \frac{dQ_1}{dt} - \frac{dQ_2}{dt}.$$

Вклад в J дают только зависящие от времени части ρ_1 и ρ_2, так что можно принять

$$\rho = \rho_t = \frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\vec{E}^{(t)} = \frac{1}{4\pi R}\left\{\frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left(x^2 E_r^{(t)}\right) + \frac{1}{x\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta E_\theta^{(t)}\right)\right\}.$$

Подставляя полученные выше $E_r^{(t)}$ и ε_θ и рассматривая приповерхностную область, т. е. беря $x \to 1$, найдем

$$\rho_{t|x\to 1} = \frac{3\left(3-\sqrt{2}\right)GMm}{4\pi R_0^3 R^2\sqrt{\pi K}}\left(3\cos^2\theta - 1\right).$$

От положения точек наблюдения '1' или '2' зависят в выражениях для $Q_{1,2}$ только $\cos\theta_{1,2}$. Таким образом, $\frac{\partial Q_{1,2}}{\partial t} \approx \frac{\partial}{\partial t}\cos^2\theta_{1,2}$.

Обсудим два варианта. В первом из них электроды располагаются в меридиональной плоскости, во втором — они находятся на одинаковой широ-

те. Если использовать введенные выше обозначения для углов широты ϕ и долготы γ, то в первом варианте различаются широты φ_1 и $\varphi_2 = \varphi_1 + d\varphi$, а во втором — долготы γ_1 и $\gamma_2 = \gamma_1 + d\gamma$. При координатах (φ, γ) точки наблюдения $\cos\theta = \sin\alpha \sin\varphi \cos(\omega t - \gamma) + \cos\alpha \cos\varphi$, где α — угол между направлениями векторов $\vec{n}$ и $\vec{\omega}$. Это записано в уже упоминавшемся предположении о постоянстве модуля вектора $\vec{R}_0$. Полагая, что расстояние между точкая '1' и '2' значительно меньше R, можно записать, что в первом и во втором варианте

$$J^{(I)} \approx \frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial \cos^2\theta}{\partial \phi} d\phi; \quad J^{(II)} \approx \frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial \cos^2\theta}{\partial \gamma} d\gamma.$$

Пользуясь указанным выражением для $\cos\theta$, находим

$$\frac{\partial}{dt}\frac{\partial \cos^2\theta}{\partial \varphi} = -\omega\left[\sin^2\alpha \sin 2\varphi \sin 2(\omega t - \gamma) + \sin 2\alpha \cos 2\varphi \sin(\omega t - \gamma)\right],$$

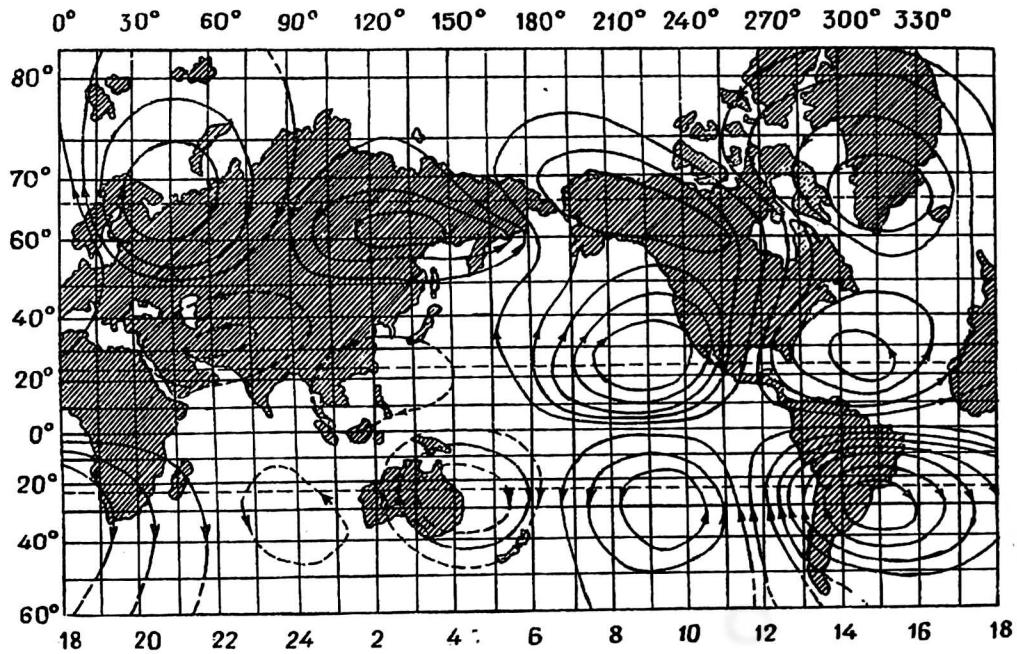
$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial \cos^2\theta}{\partial \gamma} = \omega\left[2\sin^2\alpha \sin^2\varphi \cos 2(\omega t - \gamma) + \frac{1}{2}\sin 2\alpha \sin 2\varphi \cos(\omega t - \gamma)\right].$$

Как в $J^{(I)}$, так и в $J^{(II)}$ есть члены, изменяющиеся с одинарной и двойной частотой, что давно уже было установлено наблюдениями [8]. Частоты более высокой кратности, как показывают наблюдения, дают относительно малый вклад. При нашем упрощенном рассмотрении они не учитываются вовсе.

Вся картина распределения токов получается перемещающейся относительно земного наблюдателя в восточном направлении, что также наблюдается. На рисунке приведена полученная Гишу и Руннеем карта мгновенного распределения теллурических токов (воспроизводится по [8]). Ряд деталей этой карты находит у нас объяснение. В частности, объясняется, почему меридиональные и широтные токи двойной частоты 2ω имеют периодическую зависимость от долготы γ с периодом $\frac{\pi}{2}$ и от широты φ с периодом π.

Выше авторы статьи вообще не учитывали конечности проводимости почвы, в которую помещены электроды, хотя качественная зависимость здесь очевидна: чем выше эта проводимость, тем меньше ток ("при прочих равных условиях"), который проходит по внешней части цепи. Это также отвечает наблюдениям.

Помимо приливно-бароэлектрического имеются и другие (например, грозовой) механизмы формирования теллурических токов. Отметим в заключение хотя бы еще один из них, также бароэлектрической природы, но связанный не с приливными воздействиями, а с внутрипланетными тектоническими процессами. Возникающие при этом меняющиеся со временем внутрипланетные напряжения создают как бароэлектрические поля, так и теллурические токи, изучение которых может быть полезную информацию, важную, в частности, для прогнозирования сейсмических событий.



Карта мгновенного распределения теллурических токов (по Гишу и Руннею)

Литература

1. *Григорьев В. И., Григорьева Е. В.* // Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия, 1986. Т. 27. № 2. С. 311.
2. *Григорьев В. И., Григорьева Е. В., Ростовский В. С.* // Изв. АН СССР. Физика Земли, 1990. № 4. С. 3.
3. *Григорьев В. И., Григорьева Е. В.* // Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия, 1991. Т. 32. № 5. С. 68.
4. *Paul P. Craig.* Phys. Rev. Lett., 1969. V. 22. № 14. P. 8.
5. *Абдулбеков К. Н.* и др. Полевые наблюдения возмущений электромагнитного поля Земли.: Препринт ИФЗ АН СССР, 1980. № 8.
6. *Григорян С. И., Григорьев В. И., Копин Е. М.* 1990, препринт ИГН-90 АН Арм. ССР.
7. *Григорян С. И., Копин Е. М.* Препринт ИГН-88 АН Арм. ССР, 1988.
8. *Краев А. П.* Основы геоэлектрики/ ГИТТЛ, М. — Л ,1951.

ELECTRIC TIDE-FIELDS OF HEAVENLY BODIES

V. I. Grigorjev, E. V. Grigorjeva, V. S. Rostovsky

Moscow state University, Moscow, Russia

The redistribution of electric charges occurs inside inhomogeneously strained conductors due to baroelectric effect. Such a redistribution in heavenly bodies by tide actions gives rise to electric fields located inside and outside of planets and stars. It has been shown that the weather field of the Earth can be explained quantitatively without hepothesis of it non-zero charge. The electric tide-fields of other heavenly bodies (e. g. of the Moon) is discussed.