

2. Савченко М. А., Стефанович А. В.//ДАН. 1993. 328, № 3. С. 348.
3. Вихорев А. В., Савченко М. А., Стефанович А. В.//ДАН. 1994. 338, № 3. С. 340.
4. Савченко М. А.//ФТТ. 1964. 6. С. 864.
5. Moon F. C., Holmes P. J.//J. Sound and Vibrat. 1979. 65, N 2. P. 275.
6. Ильичев В. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.
7. Herviev M., Michel C., Maignan A., Martin C., Revlav B.//Microsc. Rés. Techn. 1995. 30. P. 138.

Поступила в редакцию
22.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

ГЕОФИЗИКА

УДК 539.038

ТЕЛЛУРИЧЕСКИЕ ТОКИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПРИЛИВНЫМИ ВОЗДЕЙСТВИЯМИ

В. И. Григорьев, Е. В. Григорьева

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Критически анализируется традиционный, основанный на использовании закона Ома подход к исследованию теллурических полей и токов. Предложен новый подход, опирающийся на учет бароэлектрического перераспределения зарядов в Земле, вызываемого приливными воздействиями на нее.

Перераспределение электронов в проводнике, вызываемое перепадами давлений, — бароэлектрический эффект — приводит к возникновению электрического поля. Это поле также естественно именовать бароэлектрическим. Методы теоретического описания бароэлектрических полей были изложены в ряде публикаций (см., напр., [1, 2]), на которые мы будем ссылаться.

Общеизвестное утверждение, что в толще проводников электростатическое поле отсутствует, в действительности справедливо лишь в случаях, когда проводники и физически и химически однородны, но оно становится ошибочным, если неоднородности существуют. В частности, бароэлектрический эффект и является одним из примеров возникновения электрического поля даже в равновесном проводнике, если внутренние напряжения в нем распределены неоднородно.

Если эти внутренние напряжения поддерживаются неизменными (для чего, заметим, не требуется затрат энергии), то вызываемое ими бароэлектрическое поле также оказывается не зависящим от времени, как и распределение плотностей порождающих его зарядов. Электрические токи при этом, естественно, отсутствуют. Таким образом, сразу становится ясным, что закон Ома $j = \lambda E$, устанавливающий соотношение между плотностью тока j и напряженностью электрического поля E , перестает быть применимым. Заметим, что это важное обстоятельство обычно не учитывается, так что закон Ома необоснованно используется, например, когда исследуется зависимость между напряженностью электротеллурического поля и плотностью теллурических токов. Эта ошибка является настолько распространенной, что трудно указать публикацию по соответствующей тематике, которая была бы свободна от нее.

Настоящая работа посвящена обсуждению тех токов, которые возникают вблизи поверхности планеты вследствие испытываемых ею приливных воздействий. При этом будет использоваться простейшая модель планеты как холодного незаряженного химически однородного и вращающегося как единое целое с постоянной угловой скоростью ω проводящего шара радиуса R . Чтобы еще более упростить рассмотрение, будем учитывать только упругость объема, но не формы, так что для описания внутренних напряжений будет достаточно лишь одной величины — давления p . Такая модель в процитированных выше публикациях, где она также использовалась, получила разъяснение и обоснование, которые здесь мы повторять не будем.

Внутрипланетное распределение давлений определяется в основном тремя факторами: действием собственного гравитационного поля планеты, испытываемыми ею приливыми воздействиями и, наконец, внутренними динамическими процессами в недрах планеты.

Последнее представляет весьма значительный интерес хотя бы ввиду очевидной связи с сейсмическими процессами, но мы сейчас остановимся лишь на первых двух факторах, которым присуща определенная временная регулярность.

Если пользоваться указанной моделью, то распределение давлений, возникающее в результате действия собственного гравитационного поля планеты, получается не меняющимся со временем и сферически симметричным, а это приводит к тому, что и порождаемое этим распределением бароэлектрическое поле также обладает такой симметрией и не меняется со временем. Постоянным оказывается и связанное с этим полем распределение электрических зарядов. Поскольку к тому же это распределение также обладает сферической симметрией, то ни появление такого электрического поля, ни вращение планеты не может привести к возникновению электрических токов.

По-иному обстоит дело, если обратиться к рассмотрению приливных гравитационных воздействий на планету.

Если принять вначале для простоты, что приливное воздействие порождается гравитационным полем единственного спутника, то плотность приливной силы, действующей на планету, можно записать следующим образом:

$$f_f = Gm\tau \frac{3n(nr) - r}{R_0^3} \quad (1)$$

Здесь G — гравитационная постоянная; m — масса спутника; τ — плотность вещества планеты в точке, определяемой вектором r , проводимым от ее центра; $n = R_0/R_0$, где R_0 — вектор, соединяющий центры спутника и планеты. Формула (1) записана в предположении, что R_0 значительно превосходит радиус планеты R . Для первых оценок можно для плотности принять усредненное значение $\tau \approx 3M/4\pi R^3$.

Пользуясь тем, что время, в течение которого заметно изменяется f_f , значительно больше времени электрической релаксации, можно привлекать для рассмотрения бароэлектрического поля те же методы, с помощью которых решались статические задачи. Кроме того, можно принять «квазиравновесное» соотношение $f_f = -\text{grad } p_f$, связывающее плотность силы и обусловленное ими распределение давлений.

Отсюда

$$p_f = \frac{3Gm\tau}{8\pi R_0^3 R^3} \{3(nr)^2 - r^2\}.$$

По отношению к земному наблюдателю вектор \mathbf{n} из-за суточного вращения планеты обращается с угловой скоростью $-\omega$ вокруг географической оси, так что p_f оказывается зависящим от времени. Более медленные изменения p_f связаны с изменениями длины и направления вектора \mathbf{R}_0 , но этих медленных изменений можно на первых порах не учитывать, так как их вклад в формирование токов (по сравнению с суточным) незначителен.

Перераспределение зарядов, обусловленное перепадами давлений p_f , порождает «приливное» бароэлектрическое поле. Как было показано в [3], напряженность этого поля \mathbf{E}_f можно записать в виде

$$\mathbf{E}_f = i_r \mathcal{E}_r(r, \theta) + i_\theta \mathcal{E}_\theta(r, \theta)$$

(пользуемся сферической системой координат $\{r, \theta, \chi\}$, где угол широты θ отсчитывается от направления вектора \mathbf{n}).

Вертикальная \mathcal{E}_r и горизонтальная \mathcal{E}_θ составляющие \mathbf{E}_f внутри планеты, согласно [4], имеют вид

$$\mathcal{E}_r = -\frac{3GMm}{2R_0^3 R \sqrt{\pi B}} \frac{x(1-x^2)}{\sqrt{2-x^2}} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_\theta = \frac{3GMm}{R_0^3 R \sqrt{\pi B}} \left\{ (1+x^2) \sqrt{2-x^2} - \sqrt{2} \right\} \sin \theta \cos \theta, \quad x \equiv \frac{r}{R}.$$

Поле \mathbf{E}_f над поверхностью планеты записывается в виде

$$\mathbf{E}_f = \frac{GMm(2-\sqrt{2})R^3}{R_0^3 \sqrt{\pi B}} \left\{ \frac{5r(3(nr)^2-r^2)}{2r^7} - \frac{3n(nr)-r}{r^5} \right\}.$$

Тангенциальная компонента напряженности, как известно, на поверхности раздела $r=R$ непрерывна, радиальная же составляющая \mathbf{E}_f испытывает скачок, что соответствует наличию «приливногo» поверхностного заряда с поверхностной плотностью σ . Более детальное обсуждение приливногo электрического поля над поверхностью планеты, в частности того, как оно связано с полем ясной погоды, можно найти в работе [3]. В работе [4] рассматривался вопрос о связи горизонтальной компоненты \mathbf{E}_f над поверхностью планеты с напряженностью электротеллурического поля. Поскольку эта компонента, как уже говорилось, не испытывает разрыва на поверхности планеты, то обычно, привлекая закон Ома $\mathbf{j}=\lambda \mathbf{E}$, пишут, что плотность теллурического тока $j_\theta=\lambda \mathcal{E}_\theta$. Уместно еще раз подчеркнуть, что такое определение \mathbf{j} абсолютно некорректно, о чем уже говорилось выше.

Чтобы правильно подойти к вопросу о теллурических токах, нужно вспомнить, как они исследуются экспериментально.

В землю помещаются (обычно на сравнительно небольшую глубину) два электрода, и измеряется электрический ток, протекающий по соединяющему их проводу. Чтобы вычислить силу этого тока, необходимо, вообще говоря, знать сопротивление заземления электродов и сравнивать его с сопротивлением всей надземной части установки (провода и измерительная аппаратура). Если — как то часто бывает — это «внешнее» сопротивление значительно меньше сопротивления заземления, то первым вообще можно пренебречь. Тогда для нахождения тока во внешней цепи установки нужно вычислить заряды на электродах и определить, как они меняются за единицу времени. Опять повторим, что этот ток отнюдь не определяется непосредственно разностью потенциалов электродов. Действительно, как уже гово-

рилось, если, например, эта разность потенциалов не равна нулю, но не зависит от времени, то никакого тока не возникает (что является прямым аналогом правила Вольты).

Итак, для нахождения силы тока J в соединяющем электродах проводе нужно посчитать заряды Q_1 и Q_2 на первом и втором электродах, и если известна зависимость этих зарядов от времени, то

$$J = \frac{dQ_1}{dt} = \frac{dQ_2}{dt} \quad (3)$$

Величины же этих зарядов на электродах (если объемы последних таковы, что V^h много меньше расстояния между электродами и пространственного масштаба неоднородности приливного бароэлектрического поля) можно оценить как $Q_{1,2} \approx V \rho_{1,2}$, где ρ_1 и ρ_2 — плотности заряда в тех местах, где помещены электроды. При этом, как показывает (3), вклад в J дают только те части ρ_1 и ρ_2 , которые зависят от времени, следовательно, та часть плотности заряда, которая связана с воздействием собственного гравитационного поля планеты, может не учитываться вовсе, так что можно считать $\rho = \rho_f$.

Пользуясь уравнением Максвелла $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$, находим

$$\rho_f = \frac{1}{4\pi R} \left\{ \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} (x^2 \mathcal{E}_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot \mathcal{E}_\theta) \right\}.$$

Используя выражение (2), получаем

$$\rho_f = \frac{3GMm}{4\pi R_0^3 R^2 \sqrt{\pi B}} \left\{ \frac{(1+x^2) \sqrt{2-x^2} - \sqrt{2}}{x} - \frac{3-6x^2+2x^4}{(2-x^2)^{3/2}} \right\} (3 \cos^2 \theta - 1).$$

Вблизи поверхности планеты, т. е. при $x \rightarrow 1$, это дает

$$\rho_f|_{x \rightarrow 1} = [3GMm / (4\pi R_0^3 R^2 \sqrt{\pi B})] (3 - \sqrt{2}) (3 \cos^2 \theta - 1).$$

В выражениях для Q_1 и Q_2 от положения точки наблюдения (точки «1» или «2») зависят только значения $\cos \theta$. Таким образом,

$$\frac{\partial Q_{1,2}}{\partial t} \sim \frac{\partial}{\partial t} \cos \theta_{1,2}.$$

Обсудим два варианта: в первом из них электроды располагаются в меридиональной плоскости, во втором — на одинаковой широте. Если обозначить географическую широту и долготу соответственно буквами α и ψ (при этом α отсчитывается не от плоскости экватора, а от вектора угловой скорости планеты ω), то в первом варианте различными являются широты точек расположения электродов α_1 и α_2 , а во втором — их долготы ψ_1 и ψ_2 .

Поскольку $\cos \theta = \left(\frac{\mathbf{r}}{r} \cdot \mathbf{n} \right)$, то при координатах $\{\alpha, \psi\}$ точки наблюдения

$$\cos \theta = \sin \theta_0 \sin \alpha \cos(\omega t - \psi) + \cos \theta_0 \cos \alpha$$

(где θ_0 — угол между направлениями векторов ω и \mathbf{n}). Это соответствует уже упоминавшемуся предположению о постоянстве вектора \mathbf{R}_0 .

Полагая, что расстояние между электродами «1» и «2» много меньше R , можно записать, что в первом и втором вариантах токи

$$J^{(I)} = K \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \cos^2 \theta}{\partial \alpha} d\alpha,$$

$$J^{(II)} = K \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \cos^2 \theta}{\partial \psi} d\psi,$$

$$K \equiv 9GMmV (3 - \sqrt{2}) / (2\pi R_0^3 R^2 \sqrt{\pi B}).$$

Пользуясь (1), находим

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \cos^2 \theta}{\partial \alpha} = -\omega \{ \sin^2 \theta_0 \cdot \sin 2\alpha \cdot \sin 2(\omega t - \psi) +$$

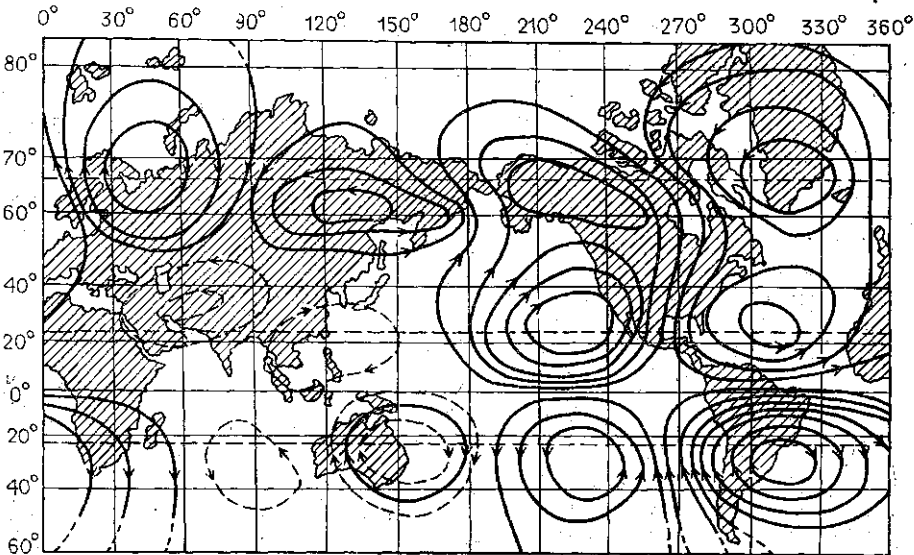
$$+ \sin 2\theta_0 \cdot \cos 2\alpha \cdot \sin(\omega t - \psi) \},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \cos^2 \theta}{\partial \psi} = \omega \{ 2 \sin^2 \theta_0 \cdot \sin^2 \alpha \cdot \cos 2(\omega t - \psi) +$$

$$+ \frac{1}{2} \sin 2\theta_0 \cdot \sin 2\alpha \cdot \cos(\omega t - \psi) \}.$$

Первым делом можно отметить, что в выражениях для $J^{(I)}$ и $J^{(II)}$ есть члены, изменяющиеся как с частотой ω , так и с частотой 2ω . Это обстоятельство уже давно было установлено наблюдениями (см., напр., [5]). Частоты более высокой кратности, как показывают эти наблюдения, дают относительно малые вклады. При нашем упрощенном рассмотрении они вообще не учитываются.

Вся картина распределения меридиональных и широтных токов получается перемещающейся относительно земного наблюдателя в восточном направлении, что также известно из наблюдений. Находит отражение и известный факт зависимости от широты α точки наблюдения. На рисунке приведена карта мгновенного распределения теллурических токов (воспроизводится по [5]). Полученные выше результаты отвечают ряду деталей этой карты.



Земля испытывает довольно близкие по величине приливные воздействия как Солнца, так и Луны. Ввиду линейности рассматриваемых

мой задачи токи, порождаемые этими воздействиями, складываются; это нетрудно учесть, принимая во внимание, однако, что вклад различных источников приливных сил влияет на значения величин K , θ_0 и ψ).

Можно учесть и конечность проводимости почвы, в которую помещены электроды. Качественная зависимость здесь очевидна: чем выше эта проводимость, тем меньший ток (при прочих равных условиях) проходит по внешней части цепи, что также отвечает наблюдениям.

Повторим в заключение, что в настоящей работе учитывался лишь один — приливный бароэлектрический механизм формирования теллурических токов, хотя имеются и другие (например, грозовой) механизмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев В. И., Григорьева Е. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. № 5. С. 45 (Moscow University Phys. Bull. 1989. N 5. P. 43).
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. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. № 5. С. 68 (Moscow University Phys. Bull. 1991. N 5. P. 66).
4. Григорьев В. И., Григорьева Е. В. // Там же. 1995. № 1. С. 61 (Ibid. 1995. N 1. P. 56).
5. Краев А. П. Основы геоэлектрики. М.; Л., 1951.

Поступила в редакцию
05.04.95

*) Поскольку угол долготы выбирается так, чтобы при $t=0$ вектор \mathbf{n} лежал в плоскости $\varphi=0$.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 532.5; 551.46; 551.51

О ВЛИЯНИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОСАЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ИЗ СУСПЕНЗИОННОГО ПОТОКА

Ю. Г. Пыркин, И. Б. Романова, М. А. Силаев

(кафедра физики моря и вод суши)

Рассматривается влияние турбулентности на величину скорости осаждения частиц в суспензионном потоке. Анализируется модель, в основе которой лежит уравнение движения одиночной частицы в вязкой жидкости. Получена формула для расчета параметра нелинейности, который определяет зависимость силы сопротивления, возникающей при движении частицы, от скорости ее осаждения. На основе экспериментальных значений скорости осаждения частиц разной крупности в турбулентном потоке рассчитаны зависимости параметра нелинейности от числа Рейнольдса потока.

В природных условиях суспензионные потоки часто встречаются как одна из разновидностей плотностных стратифицированных течений. Устойчивость таких течений зависит от разности плотностей потока и окружающей его жидкости, которая в свою очередь для случая суспензионного потока определяется концентрацией взвешенных в жидкости твердых частиц разной крупности и различного происхождения. Перенос суспензионными течениями твердых частиц крупностью до 70—100 мкм во взвешенном состоянии может сильно влиять на экологическую обстановку водных бассейнов и прилегающих зон обитания человека. Вынос радионуклидов, например, из зоны Чернобыльской