

цией N и координатой z , т. е. монотонность высотного профиля электронной концентрации N .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-02-16834).

Литература

1. Альперт Я.Л. Распространение радиоволн в ионосфере. М., 1960.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1967.

3. Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. М.: Наука, 1989.
4. Лаврентьев М.М. Условно-корректные задачи для дифференциальных уравнений. Новосибирск: Изд-во Новосибир. ун-та, 1973.
5. Adolf K. Pful // Radio Science. 1967. 2, No. 10. P. 1197.
6. Tutheridge J.E. // Radio Science. 1967. 2, No. 2. P. 1238.

Поступила в редакцию
09.07.99

УДК 539.038

О ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОГО ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЛУНЫ

В. И. Григорьев, В. С. Ростовский

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Обсуждаются возможности обнаружения поляриметрическими методами электрического поля, возникающего на Луне благодаря бароэлектрическому эффекту.

Введение

Перераспределение электрических зарядов в среде, порождаемое неоднородностями внутренних напряжений в ней, — бароэлектрический эффект (БЭ) — приводит к появлению полей, которые естественно именовать бароэлектрическими. Физическое истолкование БЭ заключается в том, что из-за зависимости работы выхода электронов от давления в веществе электроны переходят из областей с большими внутренними напряжениями в области, где они меньше.

Количественная теория БЭ наиболее полно изложена в монографии [1]. Оценки, базирующиеся на этой теории, показывают, в частности, что бароэлектрические поля тем значительнее, чем больше перепады давлений. Естественно, что это наиболее ярко проявляется в таких объектах, как планеты, где эти перепады — порядка (и более) давлений Ферми $p_F = \frac{\hbar^2}{5m} (3\pi^2)^{2/3} n^{5/3}$, где n — число электронов в единице объема.

Если объект сферически симметричен и в целом электронейтрален, его бароэлектрическое поле (которое будем называть «главным») захватывает лишь внутреннюю область, т. е. не проникает за пределы поверхности планеты. Если же сферическая симметрия нарушается (либо за счет заметных неоднородностей самой планеты, либо из-за асимметрии внешних воздействий), то поле проникает и во внешнюю область. Из числа таких воздействий наиболее существенное значение имеют приливные силы. Как показано в [2, 3], именно приливные воздействия, а не эффекты в атмосфере определяют основные черты поля ясной погоды Земли. Но это означает, как было впервые указано в наших работах [4–7], что и на таких небесных телах, которые не имеют плотной атмосферы, также должно быть «приливное» электрическое поле.

По проведенным нами оценкам [5] величина напряженности такого поля в некоторых областях над поверхностью Луны на порядок больше максимальных значений напряженности поля ясной погоды над Землей.

Подчеркнем, что наше утверждение о наличии электрического поля на Луне не является гипотезой, оно с необходимостью следует из общеизвестных положений физики^{*)}. Естественно, возникает вопрос о возможностях экспериментального подтверждения этого (ранее не выдвигавшегося) утверждения. Конечно, прямые измерения электрического поля на Луне были бы здесь оптимальными, но если таковые отсутствуют, то можно искать другие пути, например обнаружение поля методом дистанционного электрозондирования. Ниже предлагается такого рода метод, связанный с поляриметрическими исследованиями отражения от Луны солнечного света.

Поляриметрические исследования небесных тел начались еще в XIX в., когда Доминик Франсуа Араго (см., напр., [10]) обнаружил, что свет Солнца, отраженный от поверхности Луны, частично поляризован, и приступил к более детальному изучению этого явления.

Последующие исследования (см., напр., [10–11]) поляризации при отражении от Луны, а также ряда других небесных тел (участков поверхностей Марса, Венеры, Юпитера, Сатурна и некоторых их спутников) позволили получить дополнительно информацию, полезную для изучения состава и структуры поверхностей этих тел.

Поляризация при отражении от зеркальных поверхностей описывается формулами Френеля, из

^{*)} В работах [8] и [9] на основе результатов наблюдений были высказаны утверждения о существовании над поверхностью Луны ионных потоков, порождаемых действием электростатического поля.

которых, в частности, следует, что степень поляризации (для краткости — просто «поляризация»)

$$P = \frac{I_s - I_p}{I_s + I_p}$$

при отражении от поверхностей изотропных веществ всегда положительна. Здесь I_s и I_p — интенсивности отраженных волн, у которых векторы напряженности электрического поля соответственно перпендикулярны плоскости падения и лежат в ней.

Поляризация света, отраженного от Луны, в зависимости от ее фазы может, как показывают наблюдения, быть и отрицательной, что иллюстрируется экспериментальным графиком (рис. 1).

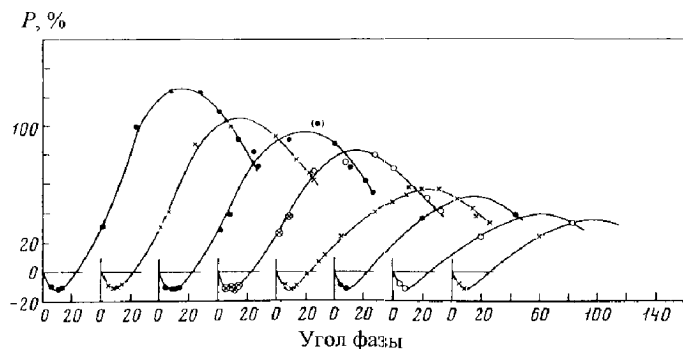


Рис. 1. Эмпирические кривые зависимости поляризации от фазы Луны для восьми значений длин волн из работы [10] (горизонтальные шкалы сдвинуты). Область Океана Бурь

Для объяснения отрицательной поляризации предлагались различные механизмы (см., напр., [10]). Так, Лио приписывал появление отрицательной поляризации при малых углах падения α тому, что «после отражения свет становится поляризованным... вследствие проникновения света внутрь тела и его преломления в нем. Свет рассеивается внутри тела и там в большой степени деполаризуется, но при выходе его из тела обратно в направлении осветителя свет получает вновь отрицательную поляризацию».

Оман усматривал причину отрицательной поляризации в повторном отражении света от двух элементов поверхности, ориентированных под прямым углом друг к другу.

При этом, однако, лабораторные эксперименты с земными образцами и даже с доставленными на Землю лунными грунтами не позволили достаточно полно повторить результаты наблюдений лунной поляризации.

Любопытно отметить, что в работе [12] впервые упоминалось и о возможной роли двойного лучепреломления света в отражающей среде. При этом, однако, не конкретизировалась и даже не обсуждалась физическая причина возникновения оптической анизотропии.

Ни в одном из указанных объяснений причин появления отрицательной поляризации не приводились количественные оценки.

В настоящей работе выдвигается утверждение, что одной из важных причин возникновения оптической анизотропии является квадратичный эффект Керра,

обусловленный существованием в приповерхностных областях Луны довольно сильного электрического поля, и необходимо учитывать вклад этого эффекта в возникновение отрицательной поляризации при отражении света от поверхности Луны.

Имеющиеся экспериментальные данные о поляризации света Солнца, отражаемого Луной (данные о других небесных телах значительно менее полные), позволяют говорить о наличии такого вклада.

Электрические поля небесных тел

Вектор напряженности главного, т. е. обусловленного действием собственной гравитации планеты, бароэлектрического поля направлен радиально от ее центра, его величина монотонно возрастает по мере удаления от центра и достигает максимального значения $E(R)$ у поверхности. Как показано, например, в работе [1],

$$E(R) \approx \frac{GM^2}{R^4 \sqrt{4\pi K}}$$

(R — радиус планеты, M — ее масса, K — среднее значение модуля всестороннего сжатия).

Для Луны $E(R)$ имеет значение порядка 10^4 ед. СГСЕ, что примерно в 100 раз меньше аналогичного значения для Земли.

Во внутренней области непосредственно у поверхности планеты радиальная часть напряженности «приливной» части бароэлектрического поля равна нулю, так что общая напряженность поля складывается здесь из напряженности главного бароэлектрического поля (которая обсуждалась выше) и из горизонтальной компоненты напряженности электрического поля, целиком обусловленной приливными силами.

Если иметь в виду конкретно Луну, то основным источником приливных воздействий является Земля, и поскольку Луна обращена всегда к Земле одной и той же стороной, распределение приливногo поля над Луной не зависит от времени.

Численные оценки, приводимые в работах [1, 5, 6], показывают, что непосредственно под поверхностью Луны основной вклад дает главное бароэлектрическое поле, а приливные добавки малы и при первых оценках их можно не учитывать.

О влиянии электрического поля на отражение

Поверхность Луны, как показывают многочисленные, в первую очередь оптические, исследования, чрезвычайно пориста и, кроме того, покрыта обломками вулканических пород или многочисленными пересекающимися трещинами. Поэтому в любом месте поверхности Луны всегда найдутся частички, которые ориентированы так, что идущие от Солнца лучи отражаются от них на Землю. Именно эти лучи и определяют вид Луны с Земли.

Благодаря действию главного бароэлектрического поля на породы Луны, в частности и на те, которые выстилают ее поверхность, они приобретают оптическую анизотропию (квадратичный эффект Керра); главная оптическая ось направлена по полю, т. е. радиально, от центра Луны.

Рассмотрим задачу о влиянии этой анизотропии на отражение от Луны солнечного света.

Как обычно, представим падающую волну в виде наложения двух волн, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} в одной из них (в s -волне) перпендикулярен к плоскости падения. В другой (p -волне) он лежит в плоскости падения.

Когда рассматривается s -волна, то и в отраженной и в преломленной волнах векторы напряженности и индукции электрического поля имеют только s -компоненты, так что преломленная волна является обыкновенной, наведенная действием электрического поля анизотропия не сказывается, и коэффициент отражения R_s оказывается таким же, как и в отсутствие электрического поля.

При отражении света от поверхности изотропного вещества всегда $I_s \geq I_p$, т. е. величина $P \geq 0$. Действительно, при нормальном падении $I_s = I_p$, так что $P = 0$, а при увеличении угла падения I_s возрастает, тогда как I_p вначале уменьшается, обращается в нуль при падении под углом Брюстера и лишь потом вновь растет, оставаясь меньше I_s .

Положение меняется, если отражение происходит от поверхности анизотропного вещества. Поясним это.

Примем, что падающий, отраженный и преломленный лучи, а также главная оптическая ось лежат в плоскости падения. Это соответствует отражению солнечных лучей от участков поверхности, лежащих на лунном экваторе.

Уравнения Максвелла для напряженности \mathbf{E} и индукции \mathbf{D} электрического поля и напряженности \mathbf{H} магнитного поля для плоских монохроматических электромагнитных волн в однородной среде переходят в алгебраические:

$$[\mathbf{H} \mathbf{n}] = \mathbf{D}; \quad [\mathbf{n} \mathbf{E}] = \mathbf{H}; \quad (\mathbf{n} \mathbf{H}) = 0; \quad (\mathbf{D} \mathbf{n}) = 0,$$

где вектор \mathbf{n} связан с частотой ω и с волновым вектором \mathbf{k} соотношением

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}.$$

Материальные уравнения в анизотропном веществе имеют, как известно, вид

$$D_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta} E_\beta,$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta}$ — тензор диэлектрической проницаемости.

Из условий нетривиальной разрешимости этих уравнений получаются известные уравнения Френеля, позволяющие (правда, в результате довольно громоздких вычислений) находить значения для коэффициента преломления, который зависит от направления распространения волны.

Коэффициент отражения определяется как отношение квадратов модулей нормальных компонент напряженностей в отраженной и падающей волнах. Для s -поляризации это отношение, как уже отме-

чалось выше, вообще не зависит от напряженности электрического поля и от обусловленной им анизотропии. Эта зависимость, однако, проявляется при p -поляризации.

Если ограничиться наиболее распространенными случаями, когда постоянная Керра положительна, то показатель преломления n^* для необыкновенного луча в присутствии электрического поля может оказаться больше, чем в его отсутствие, а поскольку коэффициент отражения при прочих равных условиях тем больше, чем выше показатель преломления, то возникает возможность отрицательной поляризации.

Наиболее удобно представить результаты рассмотрения поляризации света при его отражении от поверхности анизотропной среды графически.

На рис. 2 приведены результаты расчетов зависимости поляризации от фаз Луны для точки на экваторе Луны в области Океана Бурь на лунной долготе $\Theta = 30^\circ$.

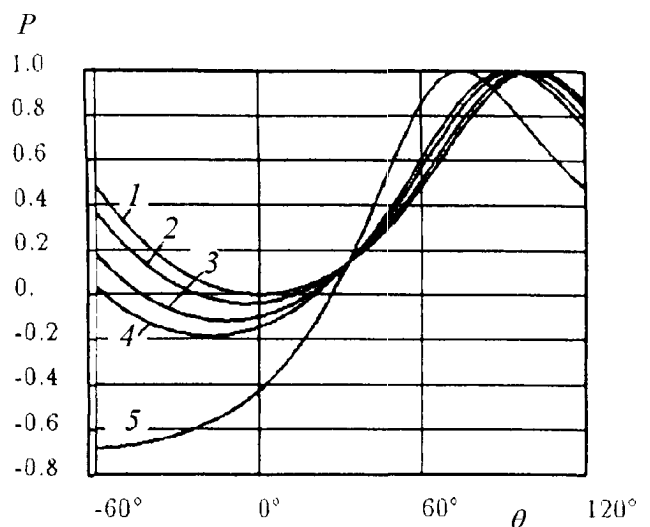


Рис. 2. Теоретические кривые зависимости поляризации от фазы Луны для фиксированной длины волны при различных значениях показателя преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$. Диэлектрическая проницаемость при отсутствии электрического поля $\varepsilon = 1,5$ (1); 1,6 (2); 1,8 (3); 2,0 (4) и 10 (5). Область Океана Бурь

Поскольку численные значения постоянной Керра для пород у поверхности Луны неизвестны, приведены кривые для пяти вариантов этой постоянной, что отвечает пяти вариантам значений компонент тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\alpha\beta}$, зависящих от напряженности электрического поля.

Вполне очевидно, что чем явственнее выражена анизотропия, тем далее простирается (и отчетливее выражена) область отрицательной поляризации.

На рис. 1, взятом из работы [10], приведены экспериментальные кривые для той же области на Луне. Зависимость вида кривых от длины волны является естественным следствием существования дисперсии. В качестве начальной везде выбрана фаза, при которой поляризация равна нулю.

Сопоставление результатов теоретических оценок с данными наблюдений дает основание говорить об

*) Напомним, что в анизотропной среде показатель преломления $n = |\mathbf{n}|$ зависит от направления распространения волны.

эффективности дистанционного поляриметрического исследования электрических полей как Луны, так, возможно, и других планет.

Авторы признательны А. П. Крыловой за помощь при подготовке этой публикации.

Литература

1. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995.
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. No. 5. P. 66).
4. Григорьев В.И., Григорьева Е.В., Ростовский В.С. // Прикл. физика. 1995. № 3–4. С. 154.
5. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1995. № 1. С. 61 (Moscow University Phys. Bull. 1995. No. 1. P. 56).
6. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. // Там же. 1999. № 2. С. 50 (Ibid. 1999. No. 2. P. 65).
7. Григорьев В.И., Ростовский В.С. // Там же. 1999. № 3. С. 54 (Ibid. 1999. No. 3. P. 69).
8. Kellog P.J. et al. // Geophys. Res. Lett. (USA). 1996. **23**, No. 6. P. 1267.
9. Farrell W.M., Kaiser M.L., Steinberg J.T. // Geophys. Res. Lett. (USA). 1997. **249**, No. 9. P. 1135.
10. Луна / Под ред. Г.А. Манова. М.: ГИФМЛ, 1960.
11. Физика Луны и планет: Международный симпозиум 15–22 окт. 1968 г., Киев. М.: Наука, 1972.
12. Dollfus A. // Ann. Astroph. 1956. **19**, No. 2.

Поступила в редакцию
18.10.99