

поляризации, очень быстро возрастающей до единицы при понижении температуры. Температурная зависимость полной удельной (т.е. в расчете на один электрон) свободной энергии, отнесенной к характерной энергии kT_u , приведена на рис. 3, где сплошная кривая относится к поляризованной фазе (F_{pol}), а штриховая — к неполяризованной (F_{unp}).

Таким образом, учет температурной зависимости обменного вклада в свободную энергию двумерного электронного газа позволил определить область существования поляризованного состояния, а также концентрационную и температурную зависимости поляризации системы.

Автор благодарен И.П. Звягину за полезное обсуждение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 00-02-16676) и программы «Университеты России — фундаментальные исследования».

Литература

1. *Ceperley D.* // Phys. Rev. 1978. **B18**. P. 3126.
2. *Rajagopal R.K., Kimball J.C.* // Phys. Rev. 1997. **B15**. P. 2819.
3. *Richter G., Stolz W., Thomas P., Koch S., Marsch K., Zuyagin I.P.* // Superlattices and Microstructures. 1997. **22**. P. 475.
4. *Totsuji H., Tachibana H., Totsuji C., Nara S.* // Phys. Rev. 1995. **B51**. P. 11148.
5. *DeWitt E.* // J. Nucl. Energy. 1961. **C2**. P. 27.
6. *Kraeft W.-D., Kremp D., Ebeling W., Röpke G.* Quantum Statistics of Charged Particle Systems. Berlin: Akademie-Verlag, 1986 (*Крефт В.-Д., Кремп Д., Эбелинг В., Рёнке Г.* Квантовая статистика систем заряженных частиц. М.: Мир, 1988).
7. Справочник по специальным функциям. / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979.

Поступила в редакцию
26.03.01

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.746

ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ В ЗВЕЗДАХ

В. И. Григорьев, В. С. Ростовский

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

В рамках электронно-протонной равновесной модели звезд при учете принципа Паули обсуждаются физические причины наличия в их недрах электрических полей и ход величины их напряженности; даются численные оценки на примере Солнца.

В подавляющем числе работ планеты и звезды рассматриваются как тела, в толще которых электрические поля отсутствуют. В частности, в таких известных книгах, как [1, 2], приводится как нечто общепризнанное мнение о квазинейтральности плазмы в недрах Солнца и звезд (значит, и об отсутствии там потенциальных электрических полей). Правда, было немало работ, авторы которых высказывали другое мнение. Обзор такого рода публикаций (в основном касающихся проблемы структуры короны и солнечного ветра) приведен в работе [3].

Утверждение об отсутствии электрических полей внутри планет, и особенно звезд, обычно обосновывается эквипотенциальностью любого проводящего тела. Однако в действительности электростатическое поле отсутствует лишь внутри однородных (как физически, так и химически) проводников.

При наличии неоднородностей внутренних напряжений в твердых проводниках (здесь мы не будем касаться интересного вопроса о возможной роли химических неоднородностей) электроны вытесняются из областей с большими в области

с меньшими механическими напряжениями (баро-электрический эффект). Теория этого эффекта и ее применение к объяснению (и предсказанию) ряда электрических и магнитных явлений в планетах земной группы, имеющих четко выраженную границу поверхности, наиболее полно изложены в монографии [4].

Непосредственно к звездам — плазменным образованиям, не имеющим резких внешних границ, на которых могли бы скапливаться вытесняемые из недр электроны, эта теория неприменима. Но это не означает, что в звездах отсутствует перераспределение зарядов и вызываемое им электрическое поле. В настоящей работе обсуждается возможный механизм формирования этого поля.

Протонная масса почти в 2000 раз превосходит электронную. Благодаря этому влияние гравитационного поля на протонную компоненту и соответственно воздействие распределения протонов на напряженность гравитационного поля значительно существеннее, чем воздействие электронной компоненты.

Различие в массах протона и электрона проявляется и в том, что квантовые эффекты значительно сильнее влияют на распределение электронов, чем на распределение протонов. Поскольку давление Ферми обратно пропорционально массе частиц, то для протонной компоненты, в отличие от электронной, можно пользоваться классическим (неквантовым) выражением $p_p = n_p \Theta$ для давления, как для любого идеального газа ($\Theta = kT$, k — постоянная Больцмана).

Модель

Солнце и все звезды рассматриваются в настоящей работе как в целом электронейтральные стационарные сферически-симметричные объекты — смесь двух компонент идеального газа, протонной и электронной.

Значения макроскопических параметров: температуры $\Theta = kT$, давления p , механической плотности $\rho = m_p n_p$ (где m_p и n_p — масса протона и их число в единице объема), числа электронов в единице объема n_e , напряженности гравитационного $\mathbf{g}$ и электрического $\mathbf{E}$ полей в настоящей работе предлагается находить из условий равновесия.

Для протонной компоненты условие равновесия, т.е. условие обращения в нуль полной объемной плотности силы, имеет следующий вид:

$$m_p n_p \mathbf{g} - \text{grad } p_p + e n_p \mathbf{E} = 0,$$

где e — заряд протона, а давление протонной компоненты $p_p = n_p \Theta$.

Напряженность гравитационного поля $\mathbf{g}$ определяется уравнением Пуассона:

$$\text{div } \mathbf{g} = -4\pi G m_p n_p, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная.

При написании (1) принято, что влиянием электронной компоненты на гравитационное поле можно пренебречь.

Воздействие гравитационного поля на электронную компоненту плазмы также можно считать пренебрежимо малым, так что условие равновесия этой компоненты запишется в виде

$$\text{grad } p_e + e n_e \mathbf{E} = 0. \quad (2)$$

Это условие позволяет связать напряженность электрического поля — основной предмет нашего рассмотрения — с перепадами давлений электронной компоненты звездной плазмы.

При вычислении давления электронного газа p_e определяющее значение имеют квантовые эффекты. Давление Ферми электронов при нулевой температуре (см., напр., [5])

$$p_e = \frac{\hbar^2 k_F^5}{15\pi^2 m_e} = 0.2 (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{1/3}, \quad (3)$$

что значительно превышает фермиевское давление протонов. Здесь $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$.

В реальных объектах, при ненулевой (и достаточно высокой) температуре Θ давление p_e больше, чем приведенное в (3). Поэтому подстановка (3) в (2) позволяет найти нижний предел напряженности $E(r)$. Такая оценка представляет принципиальный интерес, поскольку конечность получаемых при этом величин $E(r)$ сама по себе достаточна для доказательства существования внутризвездных электрических полей.

Более полное обоснование того, что учет температурных эффектов приводит к увеличению оценочных значений для $E(r)$ (что качественно очевидно), выходит за рамки настоящей публикации и должно быть рассмотрено особо.

Уравнение, связывающее напряженность электрического поля, возникающего благодаря перераспределению частиц в протонно-электронной звездной плазме, с плотностями протонов и электронов, имеет вид

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi e (n_p - n_e).$$

Нарушение квазинейтральности звездной плазмы проявляется в том, что перестает выполняться условие равенства усредненных концентраций протонов и электронов.

Но отличие n_p от n_e не должно быть значительным. Это показывает даже простейшая оценка. Нарушение квазинейтральности можно формально описать как появление у каждого протона, лишь частично экранированного электронами, некоторого эффективного заряда q , который значительно меньше e (очевидно, что в квазинейтральной плазме $q = 0$).

Примем для простоты, что q не зависит от r (в действительности чем дальше от центра звезды, тем экранировка больше). Поскольку гравитационная и кулоновская силы изменяются с расстоянием по одинаковому закону, то, используя очевидное условие, что кулоновское отталкивание частиц не может доминировать над их гравитационным притяжением, можно получить следующее неравенство: $Gm_p^2 > q^2$. Из неравенства следует, что величина q на 18 порядков меньше, чем e . Иначе говоря, заряд лишь одного из 10^{18} протонов перестает компенсироваться противоположными по знаку зарядами электронного облака.

Поскольку модель звезды предполагается сферически-симметричной, все входящие в приведенные выше уравнения величины являются функциями только расстояния $r = |\mathbf{r}|$ от центра звезды. При этом

$$\mathbf{g} = -\mathbf{i}_r g(r); \quad \mathbf{E} = \mathbf{i}_r E(r). \quad (4)$$

Учитывая (4), перепишем условия равновесия в компонентах:

$$\begin{aligned}
 -m_p n(r) g(r) - \frac{d}{dr} \left\{ \Theta(r) n_p(r) \right\} + e n_p E(r) &= 0, \\
 \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left\{ r^2 g(r) \right\} &= 4\pi G m_p n_p, \\
 \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left\{ r^2 E(r) \right\} &= 4\pi e (n_p(r) - n_e(r)), \quad (5) \\
 \frac{d}{dr} p_e + e n_e E(r) &= 0. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Оценка для величины электрического поля

Целесообразно следовать определенной процедуре последовательных приближений. В низшем приближении плотности $n_p \approx n_e = n(r)$, и для них принимаются известные табличные значения (см., напр., [6]). Подстановка этих значений в (3) при учете (6) дает возможность найти $E(r)$. В настоящей работе мы низшим приближением и ограничиваемся, но, используя находимое таким образом $E(r)$, можно было бы далее, учитывая (5), найти уточненное выражение для $n_p(r) - n_e(r)$.

Итак, в низшем приближении находим:

$$E(r) = -\frac{1}{en(r)} \frac{dp_e}{dr} = -\left(\frac{\pi^4}{3}\right)^{1/3} \frac{\hbar^2}{em_e} n^{-1/3} \frac{dn(r)}{dr}. \quad (7)$$

Принципиальное значение этого результата в том, что он является основанием для утверждения о наличии потенциальных электрических полей внутри звезд*).

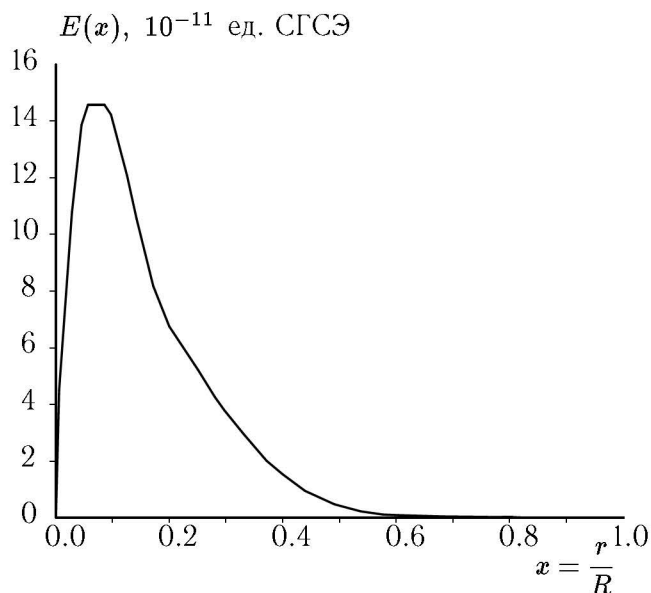
Использованная выше модель является, разумеется, упрощенной, и ее дальнейшее развитие требует привлечения дополнительной информации о составе и структуре звезд. Однако некоторые общие положения уместно отметить.

Если звезда в целом электронейтральна, т.е. ее полный заряд равен нулю, то при $r \rightarrow \infty$ напряженность электрического поля $E(r)$ должна убывать быстрее, чем по закону обратного квадрата, что действительно выполняется.

Напряженность электрического поля в звезде по мере удаления от ее центра (где она равна нулю) вначале возрастает, проходит через максимум вблизи границы ядра, а затем довольно быстро падает.

На рисунке приведен (несколько сглаженный) график для $E(r)$, полученный на основании формулы (7) с использованием табличных данных о распределении плотностей $n(r)$ в Солнце. Как видно из графика, максимальная напряженность электрического поля составляет порядка 10^{-10} ед. СГСЭ. При $r = R$ величина $E(r)$ примерно на два порядка меньше.

Поскольку $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$, такая картина распределения поля соответствует следующему распределе-



Изменение нижней границы значений напряженности радиального электрического поля Солнца по мере удаления от его центра (использованы табличные данные о распределении плотностей)

нию заряда: внутренняя область заряжена положительно, примерно на границе ядра плотность заряда обращается в нуль, а затем становится отрицательной и далее убывает (по модулю) с увеличением расстояния от центра звезды.

Количественная оценка разности $n_p - n_e$ может быть получена из условия (5) после того, как при помощи (7) найдено $E(r)$. Эта разность действительно оказывается малой, причем концентрация протонов оказывается несколько (хотя и весьма незначительно) большей, чем концентрация электронов даже при $r \rightarrow R$, т.е. преобладание электронов над протонами относится к областям за пределами хромосферы.

Электрическое поле Солнца проникает и в корону [7]. Под действием этого поля протоны испытывают радиальные ускорения, что может внести некоторый вклад в разогревание короны.

Авторы признательны Ю.В. Писанко за интерес к работе и полезные замечания.

Литература

1. Гибсон Э. Спокойное Солнце. М.: Мир, 1977.
2. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир, 1985.
3. Lemair J., Scherer M. // J. of Geophys. Res. 1971. **76**, No. 31. P. 7479.
4. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1995.
5. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979.
6. Аллен К.У. Астро-физические величины. М.: Мир, 1977.
7. Солнце / Под ред. Дж. Койпера. М.: ИЛ, 1957.

* Ввиду отсутствия четко выраженной границы поверхности у звезд r может принимать значения $0 \leq r \leq \infty$.