

Рис. 8. Зависимость времени вращательной корреляции τ и относительной массы частиц M/M_0 в растворе от концентрации ацетата свинца

(кривая 2). В качестве парамагнитной метки использовался имминоксильный радикал. Почти двукратное увеличение ширины резонансной линии ΔH соответствует десятикратному увеличению массы частиц в растворе, как следует из расчета времени вращательной корреляции по формуле (2).

На рис. 8 приведена рассчитанная по формуле (2) зависимость времени вращательной корреляции и относительной массы частиц в растворе от концентрации соли свинца. Как можно видеть, наблюдается

линейное увеличение времени вращательной корреляции и массы кластера с ростом ионной силы раствора в области изоэлектрической точки белка. Таким образом, независимым физическим методом — ЭПР — подтверждается образование дипольных белковых кластеров в растворах, содержащих тяжелые металлы.

Методы рэлеевского рассеяния и ЭПР могут быть использованы для мониторинга загрязнения природных сред тяжелыми металлами, включая источники питьевой воды, при этом метод светорассеяния является наиболее простым и эффективным.

Литература

1. Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М., Евсеевичева А.Н. и др. // Препринт МГУ. 1997. № 4.
2. Petrova G.P., Petrusevich Yu.M., Evseevicheva A.N. // Gen. Physiol. and Biophys. 1998. **17**. P. 97.
3. Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М., Евсеевичева А.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ., Астрон. 1998. № 4. С. 71. (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 4. P. 91).
4. Debye P. J. // Appl. Phys. 1946. **15**. P. 338.
5. Edsall J.T., Edelhoch H., Lontie R., Morrison P.R. // J. Am. Chem. Soc. 1950. **72**. P. 4641.
6. Hubbell W.L., McConnell H.M. // J. Am. Chem. Soc. 1971. **93**. P. 314.

Поступила в редакцию
30.09.02

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.312.8

ФОРМАЛИЗМ КУБО В ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

И. В. Жуков, А. В. Ведяев

(кафедра магнетизма)

E-mail: ilya@magn.ru

В рамках формализма Кубо рассчитано гигантское магнетосопротивление (ГМС) для двух тонких слоев ферромагнитных металлов. Доказана эквивалентность учета «вершинной поправки» и метода эффективного электрического поля. Показано, что сопротивление структуры состоит из трех слагаемых: сопротивления за счет рассеяния в объеме и контактного сопротивления на границах металл–металл и металл–резервуар. Оказывается, что контактное сопротивление существенно зависит от спина носителей тока и оно дает заметный вклад в ГМС.

Введение

Важной особенностью вычисления эффекта гигантского магнетосопротивления (ГМС) в перпендикулярной геометрии является неоднородность электрического поля в направлении перпендикулярном плоскости слоев. Нахождение внутреннего электрического поля представляет собой сложную задачу. Этого можно избежать, если, используя формализм

Кубо, найти полную проводимость системы с учетом вершинной поправки, но такая задача пока не решена. Вместо этого в рассмотрение обычно вводится эффективное поле такое, что под его воздействием на проводимость, вычисленную без учета вершинной поправки, возникает тот же ток, что и при воздействии внешнего электрического поля на полную проводимость. Данная методика используется во многих работах [1, 2]. При этом или просто предполагается,

что так можно сделать или делаются попытки ввести эффективное поле более строго [3, 4]. Однако строгого доказательства правильности такого подхода и расчета проводимости с учетом вершинной поправки так и не было получено. Также в перечисленных работах не было учтено различие между импульсами Ферми в разных металлах, находящихся в контакте. Это обстоятельство должно приводить к возникновению контактного сопротивления.

В настоящей работе сделана попытка последовательного построения методики с введением эффективного поля для расчета ГМС многослойки и проанализированы условия ее применения.

1. Постановка задачи

Рассмотрим сэндвич, состоящий из двух слоев, изготовленных из ферромагнитных металлов, разделенных немагнитной прослойкой. Взаимная ориентация намагниченности ферромагнитных слоев может быть изменена при приложении внешнего магнитного поля, если эти ферромагнитные слои обладают разной коэрцитивной силой. Такая структура является спиновым вентилем. Оказывается, что полное сопротивление этой структуры зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. Полное сопротивление системы состоит из сопротивлений каждого из металлов, вычисляемых для каждого спинового канала по отдельности (считаем, что процессами с переворотом спина можно пренебречь), и контактного сопротивления. Граница между двумя антипараллельно намагниченными слоями представляет собой потенциальный барьер, высота которого пропорциональна энергии обменного расщепления. Таким образом, отражение электронов от этого барьера создает дополнительное контактное сопротивление. При параллельной ориентации намагниченности слоев такой вклад отсутствует. Размеры слоя в направлении, перпендикулярном оси z , считаем бесконечными. Ось z направлена по направлению тока и перпендикулярна плоскости слоев. Толщиной немагнитной прослойки пренебрежем и будем считать, что она не дает вклада в сопротивление. В каждом слое электроны рассматриваем как электронный газ.

2. Эффективное поле

Первой задачей при использовании формализма Кубо является вычисление функции Грина для рассматриваемой структуры. Будем искать функцию Грина в κ, z -представлении, где $\hbar\kappa$ — составляющая квазиимпульса на плоскость XY . Каждый слой i сэндвича характеризуется значением когерентного потенциала Σ_i . Обозначим $\text{Re } \Sigma_i = U_i$ и $\text{Im } \Sigma_i \frac{2m}{\hbar^2} = \gamma_i$. Данный потенциал Σ_i зависит от направления намагниченности слоя и приводит к скачку эффективного импульса Ферми при переходе из слоя в слой.

При этих условиях функция Грина $G_\kappa(z, z')$ будет решением уравнения

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m} - U_i - \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m} + i \frac{\hbar^2 \gamma_i}{2m} \right) G_\kappa(z, z') = a_0 \delta(z - z'), \quad (1)$$

где m — эффективная масса электронов, $\hbar k_f$ — квазиимпульс Ферми, a_0 — параметр решетки.

Далее используем формулу Кубо для двухточечной проводимости [5]:

$$\sigma(z, z') = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^2 \sum_\kappa \left[\left(\frac{\partial G_\kappa(z, z')}{\partial z} - \frac{\partial G_\kappa^*(z, z')}{\partial z} \right) \times \left(\frac{\partial G_\kappa(z, z')}{\partial z'} - \frac{\partial G_\kappa^*(z, z')}{\partial z'} \right) - \left(\frac{\partial^2 G_\kappa(z, z')}{\partial z \partial z'} - \frac{\partial^2 G_\kappa^*(z, z')}{\partial z \partial z'} \right) (G_\kappa(z, z') - G_\kappa^*(z, z')) \right]. \quad (2)$$

Подставим в выражение (2) решения уравнения (1) для функций Грина и вычислим проводимость. Будем рассматривать случай слабого рассеяния электронов $\gamma_i/k_f^2 \ll 1$. В результате получаем для локальной электропроводности:

$$\sigma_{11}(z, z') = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^2 \sum_\kappa A^2 e^{2d_1 z} \times \left[(c_1 + c_2)^2 e^{-2d_1 z'} - (c_1 - c_2)^2 e^{2d_1 z'} \right]$$

при $z, z' < 0$, $z < z'$, и т. д., где $A^2 = \frac{(2ma_0)^2}{(c_1+c_2)^2 \hbar^4}$, $c_{1,2} = \text{Re}(k_{1,2})$ и $d_{1,2} = \text{Im}(k_{1,2})$.

Найденная проводимость системы не является полной проводимостью системы. В формулу Кубо (2) подставлена усредненная функция Грина, что не позволяет учесть вклад вершинной поправки в проводимость.

3. Введение эффективного поля

В линейном приближении по внешнему электрическому полю $E(z)$ ток для каждого спинового канала можно записать в виде

$$j^s(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^s(z, z') E(z') dz', \quad (3)$$

где s — спиновый индекс. Проводимость $\sigma^s(z, z')$ является нелокальной функцией координат, и ее можно рассчитать по формуле Кубо (2), где $G_\kappa(z, z')$ — точная функция Грина системы.

Полная функция Грина в общем виде записывается как

$$G^s(z, z') = G_0^s(z, z') + \int_{-\infty}^{\infty} G_0^s(z, z_1) V(z_1) G^s(z_2, z'), \quad (4)$$

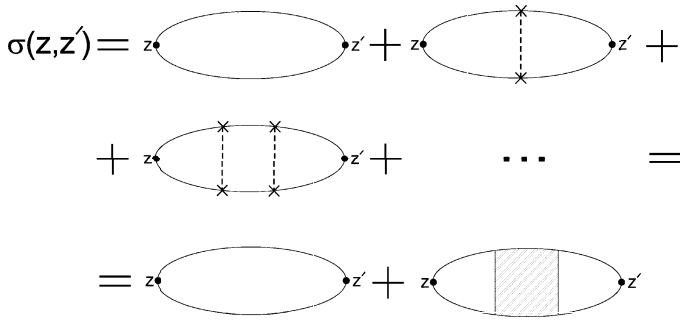


Рис. 1. Диаграммы описывающие вклад различных слагаемых в проводимость

где $V(z_1)$ — случайный потенциал типа белого шума, т. е. $V(z_1)V(z_2) = x\delta^2\delta(z_1 - z_2)$, x — плотность примесей, δ — параметр рассеяния, а G_0^s — функция Грина для системы без рассеяния.

После подстановки функции Грина (4) в формулу Кубо (2) и усреднения проводимости по конфигурации распределения примесей получаем, что проводимость распадается на два слагаемых (рис. 1):

$$\sigma^s(z, z') = \sigma_0^s(z, z') + \sigma_1^s(z, z'),$$

где $\sigma_0^s(z, z')$ — проводимость, определяемая при подстановке в формулу Кубо (2) усредненной функции Грина, в качестве которой будем использовать функцию Грина, найденную из уравнения (1), $\sigma_1^s(z, z')$ — вклад вершинной поправки в проводимость. Из уравнений (1), (2), (4) получено, что ток вместо выражения (3) определяется следующим выражением:

$$j^s(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_0^s(z, z') E_{\text{eff}}^s(z') dz', \quad (5)$$

где

$$E_{\text{eff}}^s(z') = E(z') + \sum_{\kappa} \iint \frac{\partial \Gamma_{z'}^{s\alpha}(z', z_2)}{\partial z'} \left(\dot{G}_{z_3}^{\alpha}(z_2, z_3) G^{*\alpha}(z_2, z_3) - \dot{G}_{z_3}^{*\alpha}(z_2, z_3) G^{\alpha}(z_2, z_3) \right) E(z_3) dz_2 dz_3.$$

4. Нахождение эффективного поля

Воспользуемся полученными результатами для расчета сопротивления многослойки. Вместо того чтобы вычислять полную проводимость с учетом вершинной поправки, можно по формуле (5), используя найденную нулевую проводимость $\sigma_0(z, z')$ и постоянство тока $j(z) \equiv \text{const}$, определить эффективное поле E_{eff} , а из него найти сопротивление R .

Сначала рассмотрим случай, когда обе половинки сэндвича имеют одинаковый уровень Ферми и не ограничены по z . Они отличаются только длинами свободного пробега. Эффективное поле находим в виде констант E_1, E_2 в каждом слое:

$$\frac{E_1}{\gamma_1} = \frac{E_2}{\gamma_2}.$$

Данное решение точное и соответствует классическому пределу.

Если образец имеет конечные размеры, то нужно принимать во внимание явления на поверхности многослойки. Мы можем считать, что она ограничена контактами, имеющими те же импульсы Ферми $\hbar k_f$, что и поверхностный слой, но намного большую проводимость и, следовательно, поле вне слоев можно положить равным нулю. Эти граничные условия добавляют к найденному ранее эффективному электрическому полю скачки потенциала на границах образца: V_A в точке $z = a$, V_B в $z = b$.

Для них приближенно получаем:

$$V_A = V_B = \frac{E_1}{\gamma_1} \sum_{\kappa} c / \sum_{\kappa} 1. \quad (6)$$

На рис. 2 приведены зависимости тока от z . Видно, что учет этого скачка в значительной степени улучшает выполнение условия постоянства тока вдоль образца.

J , отн. ед.

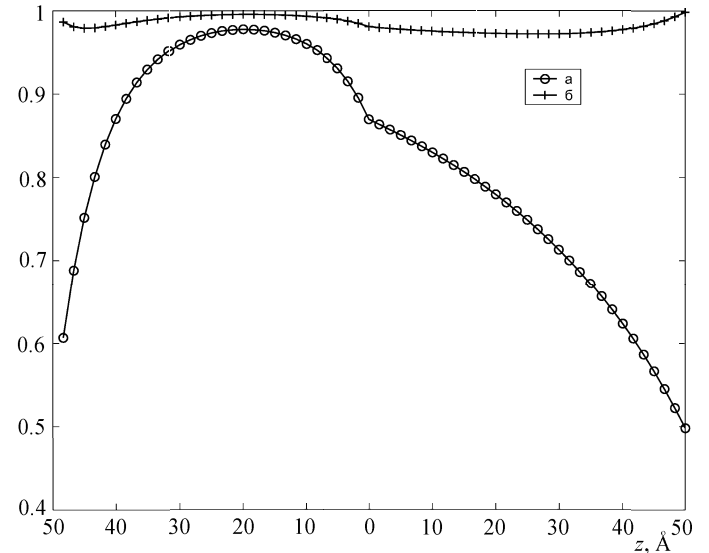


Рис. 2. Зависимость тока J от координаты вдоль направления тока (а) без скачков на границах многослойки, (б) с их учетом. Длины свободного пробега $l_1 = 20 \text{ \AA}$, $l_2 = 100 \text{ \AA}$, толщины слоев $a = b = 50 \text{ \AA}$

Рассмотрим теперь двухслойный образец, состоящий из двух ферромагнитных металлов с антипараллельным направлением их намагниченности (спиновый вентиль), контактирующих в точке $z = 0$. Будем полагать, что импульсы Ферми для электронов с различными спинами отличаются за счет обменного расщепления. Предположим, что внутри слоев поле постоянно и равно $E_{\text{eff}}(z) = E_1$, когда $z < 0$, и $E_{\text{eff}}(z) = E_2$ при $z > 0$, а на границе слоев существует скачок потенциала $E_{\text{eff}}(z = 0) = V\delta(z)$. Тогда для тока в области 1 ($z < 0$) и 2 ($z > 0$) получим уравнения:

$$j_{1(2)}(z) = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^2 \sum_{\kappa} \left[\frac{E_{1(2)}}{d_{1(2)}} + e^{2d_{1(2)}z} \times \left\{ -\frac{E_{1(2)}(c_1^2 + c_2^2)}{d_{1(2)}(c_1 + c_2)^2} + \frac{E_{2(1)}2c_1c_2}{d_{2(1)}(c_1 + c_2)^2} + V \frac{4c_1c_2}{(c_1 + c_2)^2} \right\} \right],$$

$$z < 0. \quad (7)$$

Приравнявая постоянные слагаемые тока и полагая равной нулю скобку при экспоненте в правой части выражения (7) в точке $z = 0$, приближенно находим эффективное поле:

$$E_1 \sum_{\kappa} \frac{1}{d_1} = E_2 \sum_{\kappa} \frac{1}{d_2}, \quad V = \frac{\sum_{\kappa} \left[\frac{E_2(c_1^2 + c_2^2)}{d_2(c_1 + c_2)^2} - \frac{E_1 2c_1 c_2}{d_1(c_1 + c_2)^2} \right]}{\sum_{\kappa} \left[\frac{4c_1 c_2}{(c_1 + c_2)^2} \right]}$$

Заметим, что если $c_1 = c_2$, то $V = 0$, как в ранее рассмотренном случае.

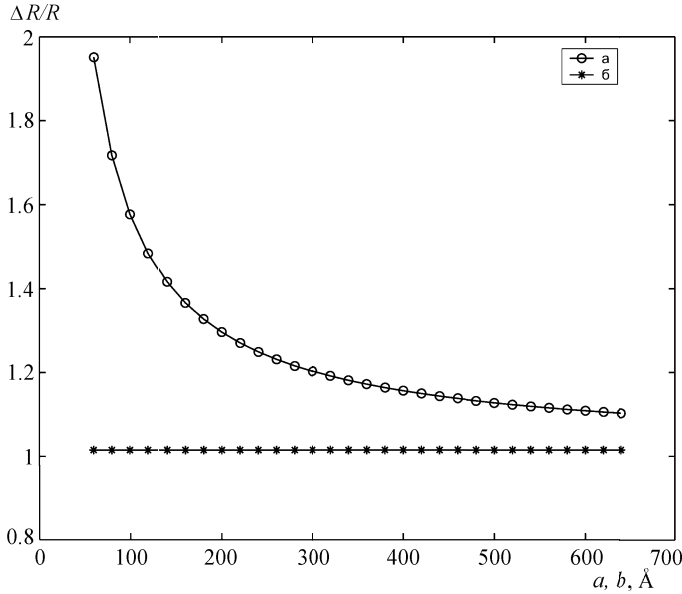


Рис. 3. Зависимость ГМС от толщины слоев (а) с добавлением скачка потенциала U между слоями, (б) без U . Длины свободного пробега $l_1 = 100 \text{ \AA}$, $l_2 = 40 \text{ \AA}$, импульсы Ферми $k_{f1} = 1 \text{ \AA}^{-1}$, $k_{f2} = 0.6 \text{ \AA}^{-1}$

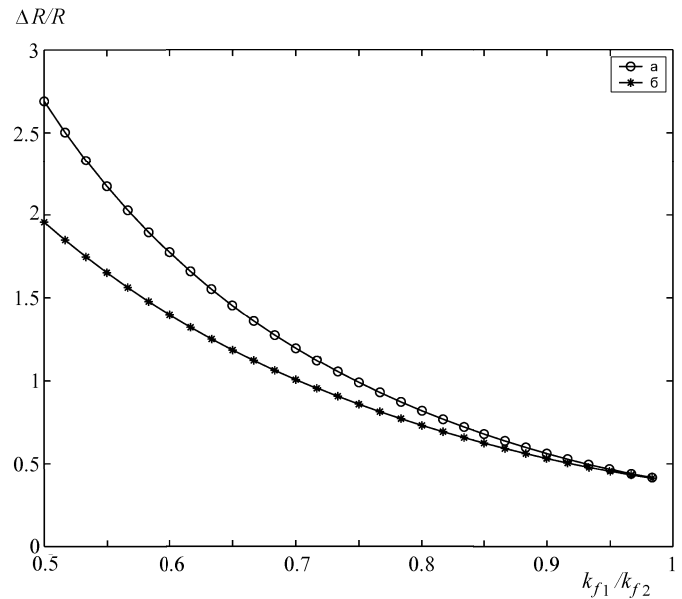


Рис. 4. Зависимость ГМС от отношения импульсов Ферми (а) с добавлением потенциала U между слоями, (б) без скачка U . Длины свободного пробега $l_1 = 100 \text{ \AA}$, $l_2 = 30 \text{ \AA}$, толщины слоев $a = b = 150 \text{ \AA}$

Рассмотрим влияние этого дополнительного скачка потенциала на ГМС. На рис. 3 приведена величина ГМС в зависимости от толщины слоев, на рис. 4 от отношения квазиимпульсов Ферми: (а) при учете дополнительного скачка потенциала, (б) без учета. Из рисунков следует, что отражение электронов от границ раздела вносит существенный вклад в ГМС.

5. Учет процессов с переворотом спина

Если толщина слоев такова, что спиновые каналы в них нельзя считать независимыми, то необходимо наряду с рассеянием на примесях без переворота спина учитывать процессы рассеяния с переворотом спина.

Используя выражение (5), получим уравнение для эффективного потенциала

$$\frac{\partial^4 (\mu^\uparrow(z) - \mu^\downarrow(z))}{\partial z^4} = \frac{12}{l_{so}} \left(\frac{1}{l^\uparrow} + \frac{1}{l^\downarrow} \right) \frac{\partial^2 (\mu^\uparrow(z) - \mu^\downarrow(z))}{\partial z^2},$$

где $l^{\uparrow(\downarrow)}$ — длина свободного пробега электронов со спином вверх(вниз), l_{so} — длина свободного пробега электронов с переворотом спина.

Используя это уравнение для нахождения эффективного поля, находим вызванное им дополнительное сопротивление:

$$r = \left(\frac{1}{\pi} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^2 \sum_{\kappa} c \right)^{-1} \left(\frac{\gamma_2^\downarrow}{\gamma_2^\uparrow + \gamma_2^\downarrow} - \frac{\gamma_1^\downarrow}{\gamma_1^\uparrow + \gamma_1^\downarrow} \right) \times \frac{(\gamma_1^\uparrow(\gamma_2^\uparrow + \gamma_2^\downarrow) - \gamma_2^\uparrow(\gamma_1^\uparrow + \gamma_1^\downarrow)) l_{sf2} l_{sf1}}{(\gamma_2^\uparrow + \gamma_2^\downarrow) l_{sf2} + (\gamma_1^\uparrow + \gamma_1^\downarrow) l_{sf1}},$$

где l_{sf} — длина спин-флипа, определяемая по формуле: $(l_{sf})^{-2} = \frac{12}{l_{so}} \left(\frac{1}{l^\uparrow} + \frac{1}{l^\downarrow} \right)$.

Рассмотрим результаты в случае, когда мы имеем два одинаковых слоя, но намагниченных в различных направлениях $\gamma_1^\uparrow = \gamma_2^\downarrow = \gamma^\uparrow$ и $\gamma_1^\downarrow = \gamma_2^\uparrow = \gamma^\downarrow$:

$$r = \left(\frac{1}{\pi} \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right)^2 \sum_{\kappa} c \right)^{-1} \frac{(\gamma^\uparrow - \gamma^\downarrow)^2 l_{sf}}{2(\gamma^\uparrow + \gamma^\downarrow)}.$$

Данный предел совпадает с теми, что получен в работе Ферта [6].

Выводы

В заключение перечислим основные результаты. Получено явное выражение для эффективного поля через вершинную поправку для случая многослойной структуры. Используя полученный результат, проведен расчет эффективного поля в приближении независимых спиновых каналов для различных случаев.

Показано, что при конечной толщине многослойки на границах возникает дополнительный скачок потенциала, приводящий к увеличению сопротивления системы.

Исследованы изменения сопротивления за счет различия в уровнях Ферми между слоями. Найденный эффективный потенциал имеет скачок в точке контакта слоев, т. е. контакт имеет конечное сопротивление, даже если электроны зеркально отражаются от границы раздела двух металлов. Интересно отметить, что величина контактного сопротивления определяется разностью импульсов Ферми двух металлов.

Рассмотрен случай, при котором нельзя пренебречь процессами рассеяния с переворотом спина. Получено уравнение для спин-зависимой части эффективного потенциала. Найдено дополнительное сопротивление.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 01-02-17378).

Литература

1. Vedyayev A., Cowache C., Ryzhanova N., Diény B. // Phys. Lett. 1995. **A198**. P. 267.
2. Vedyayev A., Ryzhanova N., Diény B. // Physica A. 1998. **184**. P. 145.
3. Levy M., Camblong E., Zhang S. // J. Appl. Phys. 1994. **75**. P. 10.
4. Camblong E., Zhang S., Levy M. // Phys. Rev. 1995. **B51**. P. 16052.
5. Kane C.L., Serota R.A., Lee P.A. // Phys. Rev. 1988. **B37**. P. 6701.
6. Falet T., Fert A. // Phys. Rev. 1993. **B48**. P.7099.

Поступила в редакцию
22.05.02

ГЕОФИЗИКА

УДК 550.383:523.4 – 845:523.038

ОБ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ, ВЫЗВАННОЙ ТЯГОТЕНИЕМ МАССИВНЫХ ТЕЛ

В. И. Григорьев

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

E-mail: sibaev@goc.msu.ru

Полемическая заметка, имеющая целью показать ошибочность мнения о несущественности гравитационно-поляризационных эффектов в астрофизике.

Под таким же названием в журнале «Астрофизика» была опубликована полемическая заметка [1], имевшая целью, говоря словами авторов, «доказать безнадежность попыток» объяснять магнетизм планет и звезд перераспределением зарядов в этих небесных телах, создаваемым действием их гравитации.

Идея объяснения магнетизма планет и звезд такой электрической поляризацией, порождаемой действием гравитационных сил (и вращением этих тел), имеет уже почти вековую историю; она была выдвинута еще в начале XIX в. Сазерлендом [2]. Гипотеза Сазерленда была встречена довольно скептически, так как она не имела ни надежной теоретической, ни экспериментальной базы.

Преодолеть последнюю трудность попытался П. Н. Лебедев, понявший, что гравитационная поляризация должна быть родственна центробежной, и поставивший опыты по экспериментальному обнаружению эффекта «намагничивание вращением» [3].

Но ни в опытах П. Н. Лебедева, ни в более поздних близких по замыслу экспериментах Свана и Лангакра [4] искомый эффект обнаружить не удалось, что дало дополнительную пищу для скептицизма. Поэтому когда Лармор выдвинул идею

динамо-генерации магнетизма небесных тел, поляризационно-вращательный механизм был оттеснен на задний план, а вскоре почти и вовсе забыт. Лишь в начале девяностых годов было показано [5], что отрицательные результаты опытов вызваны не отсутствием эффекта, а недостаточной чувствительностью измерений^{*)}. Интерес к этому кругу вопросов вновь наметился в конце шестидесятых годов, когда было опубликовано несколько работ, касающихся воздействия гравитации на заряды в твердом теле (см., напр., [7–13]). Появился даже термин «Поле Барнхилла–Шиффа». Пояснить, что это за поле и какова его напряженность, можно на простейшей модели атома.

Пусть в центре атома в отсутствии гравитации находится ядро заряда Ze , окруженное облаком электронов. Благодаря тому что давление Ферми обратно пропорционально массе, а масса ядер M более

^{*)} Был и такой «аргумент против»: даже если в Земле происходит перераспределение зарядов (внутренние области заряжаются положительно, а поверхность — отрицательно), то вращающийся вместе с Землей наблюдатель не обнаружит магнитного поля, так как по отношению к нему все заряды покоятся, «а покоящийся заряд магнитного поля не порождает» [6], что в действительности относится лишь к зарядам, покоящимся относительно инерциальных систем отсчета.