

## Равновесный и квазиравновесный спин-электрический эффект в системе электронов на поверхности жидкого гелия

Р.Н. Гуржи, А.Н. Калиненко, А.И. Копелиович, А.В. Яновский

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: spin2004@yandex.ru*

Статья поступила в редакцию 13 января 2011 г., после переработки 10 марта 2011 г.

Показано, что в неоднородном магнитном поле вблизи системы электронов на поверхности жидкого гелия возникает разность электрических потенциалов, величина которой зависит от спинового состояния электронов.

Показано, що в неоднорідному магнітному полі поблизу системи електронів на поверхні рідкого гелію виникає різниця електричних потенціалів, величина якої залежить від спінового стану електронів.

PACS: **72.25.-b** Спин-поляризованный перенос;  
**73.90.+f** Другие темы в электронной структуре и электрические свойства поверхностей, поверхностей раздела, тонких пленок и низкоразмерных структур.

Ключевые слова: спин, спинтроника, поверхность жидкого гелия, спиновая поляризация электронов.

Как утверждается в работе [1], время жизни неравновесного электронного спина в системе электронов на поверхности жидкого гелия (ЭПЖГ) чрезвычайно велико, может достигать до часов. Иными словами, скорость процессов спин-флипа (переворота спина) в таких системах весьма мала. Данное обстоятельство дает возможность проследить изменения физических характеристик системы в процессе установления спинового равновесия. Известны оптические методы контроля за спиновым состоянием электронов (см., например, [2,3]). В настоящей работе показано, что в неоднородном магнитном поле над ЭПЖГ возникает разность электрических потенциалов, причем величина этой разности потенциалов зависит от спинового состояния системы. Это дает принципиальную возможность контролировать спиновое состояние системы простыми и точными методами электрических измерений.

Ближние по физическому содержанию спин-электрические эффекты в вырожденных проводящих электронных системах предсказаны в работах [4,5].

Рассмотрим ЭПЖГ систему, находящуюся в состоянии частичного равновесия в неоднородном магнитном поле. Это означает, что внутри каждой из спиновых подсистем (электроны с проекцией спина по и против магнитного поля) после включения поля за счет процессов спиновой диффузии установилось полное равновесие, но равновесие между этими подсистемами,

вообще говоря, еще не установлено. Пространственное распределение электронов каждой спиновой компоненты (нумеруемых индексом  $\sigma$ ) запишем в виде распределения Больцмана:

$$\rho_{\sigma} = \rho' \exp \left[ - \frac{e\varphi + aH^2 \pm \mu H \pm c}{T} \right]. \quad (1)$$

Потенциал электрического поля  $\varphi$  удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\Delta\varphi = -4\pi e\rho_{3D}. \quad (2)$$

В этих формулах  $\rho_{\sigma}$  — двумерная плотность электронной спиновой компоненты,  $\rho'$ ,  $a$  и  $c$  — константы,  $e$  — заряд электрона,  $\mu$  — магнетон Бора,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $T$  — температура, знак «+» соответствует направлению магнитного момента электрона по полю, знак «-» — против поля. Трехмерная плотность электронов

$$\rho_{3D} = |\psi(z)|^2 \rho, \quad \rho = \sum_{\sigma} \rho_{\sigma}, \quad (3)$$

где  $\psi(z)$  — волновая функция, соответствующая основному квантовому состоянию ЭПЖГ,  $z$  — координата в перпендикулярном поверхности гелия направлении. Предположение о невырожденной, «классической» статистике ЭПЖГ соответствует наиболее типичной ситуации для этих систем при температурах порядка 1 К

и  $\mu H < T$  [6]. Энергия  $aH^2$ , связанная с квантованием орбитального движения, введена в (1) феноменологически, константа  $a$  связана с диамагнитной восприимчивостью двумерного ЭПЖГ к соотношению:  $2ap = \kappa$ ; данный вклад в энергию отсутствует в случае магнитного поля, параллельного плоскости ЭПЖГ. Константа  $c$  в распределении (1) определяет степень спинового неравновесия,  $c = 0$  в состоянии полного равновесия.

Мы рассмотрим систему уравнений (1)–(3) в приближении «хорошего проводника», которое оправдывается достаточно высокой плотностью ЭПЖГ. Предполагается, что продольный размер ЭПЖГ  $L$  значительно превышает радиус экранирования  $r_0$ . Для двумерной невырожденной системы ЭПЖГ  $r_0$  порядка  $T/e^2\rho$  [7], что при типичной экспериментальной ситуации с  $\rho \approx 10^8 \text{ см}^{-2}$ ,  $T \approx 1 \text{ К}$  дает  $r_0 \approx 10^{-5} \text{ см}$ . Однако, поскольку это расстояние меньше среднего расстояния между электронами, примем  $r_0 \approx 10^{-4} \text{ см}$ , таким образом, неравенство  $L \gg r_0$  выполнено с большим запасом. В низшем приближении по параметру  $r_0/L$  потенциал  $\phi$  вдоль ЭПЖГ постоянный, как и для всякого хорошего проводника [8]. Распределение суммарного по спину заряда  $\rho$  по двумерной плоскости определяется решением электростатической задачи (3) с учетом зарядового окружения и условия  $\phi = \text{const}$  вдоль ЭПЖГ. Будем считать координатную зависимость двумерной плотности в отсутствие магнитного поля  $\rho_0 = 2\rho'_0 \exp[-e\phi_0/T]$  заданной.

Включение магнитного поля  $\mu H < T$  не изменяет в низшем приближении плотность  $\rho_0$ . Чтобы обосновать это утверждение, найдем добавку к потенциалу  $\delta\phi$ , возникающую при включении поля ( $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ ), суммируя уравнение (1) по  $\sigma$  и считая, что  $\rho = \rho_0$ ,  $\rho = \rho'_0$ :

$$e\delta\phi = T \left\{ \ln \text{ch} \left[ \frac{\mu H + c}{T} \right] - \frac{aH^2}{T} \right\}. \quad (4)$$

Такая добавка к потенциалу обеспечивается, как это следует из (2), добавкой к плотности ЭПЖГ  $\rho \approx \delta\phi/eL$ . Таким образом,  $\delta\rho/\rho_0 \lesssim T/e^2\rho_0L$ , т.е. сделанное утверждение подтверждено. Отсюда также следует, что уравнение (4) определяет главную добавку к потенциалу на ЭПЖГ, возникающую при включении магнитного поля. С использованием (4) плотность компонент (1) можно записать в виде

$$\rho_\sigma = \rho_0 \frac{\exp\left(\pm \frac{\mu H + c}{T}\right)}{2 \text{ch}\left(\frac{\mu H + c}{T}\right)}. \quad (5)$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении магнитное поле может существенно влиять на распределение плотностей спиновых компонент, почти не влияя на полную плотность.

Непосредственно после включения магнитного поля, когда равновесие внутри каждой спиновой компоненты уже установилось, а процессами спин-флипа еще можно пренебречь (время наблюдения гораздо меньше времени установления спинового равновесия), константа  $c$  может быть найдена из условия сохранения числа электронов каждой компоненты:

$$\int (\rho_\sigma - \rho_0/2) dx = 0. \quad (6)$$

где  $x$  — координата, вдоль которой изменяется магнитное поле. Из (6), (5) имеем

$$\int \rho_0 \text{th}\left(\frac{\mu H + c}{T}\right) dx = 0. \quad (7)$$

Сделаем естественные предположения, что плотность  $\rho_0$  симметрична относительно центра ЭПЖГ  $\rho_0(-x) = \rho_0(x)$ , а приложенное магнитное поле можно представить в виде  $H(x) = H_c + H_a(x)$ , где  $H_c$  — константа, а неоднородная часть поля  $H_a(x)$  антисимметрична по координате (например, линейна). Тогда уравнение (7), очевидно, имеет решение  $c = -\mu H_c$ .

Проанализируем различия в величине разности потенциалов между концами ЭПЖГ, создаваемой неоднородностью магнитного поля, в случаях отсутствия и наличия спинового равновесия. В первом случае

$$U \equiv \delta\phi(L/2) - \delta\phi(-L/2) = -a\Delta(H^2)/e, \quad (8)$$

где  $\Delta(H^2) = H^2(L/2) - H^2(-L/2)$ . Если спиновое равновесие достигнуто, то

$$eU = -a\Delta(H^2) + T \ln \left\{ \frac{\text{ch}(\mu H(L/2)/T)}{\text{ch}(\mu H(-L/2)/T)} \right\}. \quad (9)$$

Если  $\mu H \ll T$ , то (9) сводится к

$$eU = \left( \frac{\mu^2}{2T} - a \right) \Delta(H^2). \quad (10)$$

Следовательно, в случае перпендикулярного к плоскости ЭПЖГ магнитного поля напряжение  $U$  в процессе установления спинового равновесия изменяется существенно, меняя знак, поскольку «парамагнитный» вклад в эту величину становится больше «диамагнитного». (В простейшей двумерной модели свободных электронов при отсутствии вырождения «диамагнитная» константа  $a = \mu^2/6T$ .) В случае параллельного поля имеется только «парамагнитный» вклад, величина которого растет от нуля (при принятом предположении о характере неоднородности поля) по мере реализации процессов спин-флипа. Физическая картина эффекта достаточно проста. Силы, вызываемые неоднородностью поля, действующие на спиновые электронные компоненты, создают в ЭПЖГ симметричное зарядовое расположение (но антисимметричное по направлению проекции спина). Симметрия исчезает в процессах

переворота спина: больше электронов оказывается с той стороны, где магнитное поле больше.

Поскольку обсуждаемая разность потенциалов является равновесной (или квазиравновесной), возникает вопрос о способе ее измерения. Предположим, что над краями ЭПЖГ, где потенциал не слишком отличается от его значений на поверхности, расположены два электрода. При их замыкании проводником по нему потечет ток, этот ток прекратится, когда потенциалы данных точек сравняются. Очевидно, что заряды на электродах, которые заэкранируют поле, создаваемое ЭПЖГ, такого же порядка, что и заряды, создающие данное поле в ЭПЖГ, т.е. порядка  $\delta\rho L^2 \approx \delta\phi L/e \lesssim TL/e$ . Таким образом, при  $\mu H \approx T$  в момент замыкания контакта через перемычку протечет порядка  $L/r_0$  электронов. Время протекания тока — это время распространения плазменной волны по перемычке, т.е. для хорошего проводника процесс практически мгновенный. Последующее замыкание контакта покажет изменение разности потенциалов по отношению к предыдущему измерению.

В заключение укажем на известный эффект [9], который необходимо учитывать при экспериментальном изучении свойств ЭПЖГ в неоднородном магнитном поле. Диамагнитная восприимчивость жидкого гелия (в безразмерных единицах  $\kappa \approx -10^{-7}$ ) приводит к искривлению его поверхности: жидкость втягивается в область меньшей величины магнитного поля. Оценка разности уровней поверхности гелия  $\Delta h = \kappa \Delta(H^2)/2\rho_l g$  ( $\rho_l$  — плотность жидкого гелия,  $g$  — ускорение свободного падения) приводит к величине  $\Delta h \approx 0,1$  см при  $\Delta\mu H \approx \mu H \approx 1$  К. Наклон поверхности может привести к дополнительной разности потенциалов между краями ЭПЖГ за счет сильного прижимающего ЭПЖГ электрического поля. Действие же прижимающего поля на перераспределенные к краям заряды незначительно, лишь в меру их относительной плотности  $\delta\rho/\rho_0$  влияет на искривление поверхности гелия.

Таким образом, показано, что использование неоднородного магнитного поля позволяет детектировать процессы спин-флипа в системе электронов на поверхности жидкого гелия за счет возникающего спин-электрического эффекта.

Работа частично поддержана грантом целевой комплексной программы фундаментальных исследований

НАН Украины «Наноструктурные системы, наноматериалы, нанотехнологии». Авторы выражают благодарность И.В. Криве, Ю.П. Монархе, В.Е. Сивоконю и С.С. Соколову за ценные дискуссии.

1. S.A. Lyon, *cond-mat/0301581*.
2. G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 227203 (2001).
3. J.A.C. Bland, S.J. Steinmuller, A. Hirotsawa, W.S. Cho, Y.B. Xu, C.M. Guertler, G. Wastlbauer, A. Ionescu, T. Taniyama, and T. Trypiniotis, *Europhys. News* **34**, 240 (2003).
4. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *Phys. Rev.* **B73**, 153204 (2006).
5. Р.Н. Гуржи, А.Н. Калинин, А.И. Копелиович, А.В. Яновский, *ФНТ* **34**, 677 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 535 (2008)].
6. Yu.P. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2004).
7. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985).
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, ГИТТЛ, Москва (1957).
9. J. Frost, M.J. Lea, and P. Fozooni, *Cryogenics* **31**, 890 (1991).

#### Equilibrium and quasi-equilibrium spin-electrical effect in the system of electrons over the liquid helium surface

R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, and A.V. Yanovsky

We demonstrate that a potential difference arises in the system of electrons over the liquid helium surface at applying of an external inhomogeneous magnetic field. Its value is dependent on the spin state of electrons.

PACS: **72.25.-b** Spin polarized transport;  
**73.90.+f** Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures.

Keywords: spin, spintronics, surface of liquid helium, electron spin polarization.