

Термодинамический аномальный эффект Холла: квантовый режим

В.И. Окулов¹, Е.А. Памятных², А.Т. Лончаков¹

¹Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия
E-mail: okulov@imp.uran.ru

²Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, г. Екатеринбург, 620083, Россия

Статья поступила в редакцию 21 июля 2014 г., опубликована онлайн 22 сентября 2014 г.

Развито квантостатистическое описание аномального эффекта Холла в рамках предложенного ранее термодинамического механизма его осуществления в слабомагнитных электронных системах со спонтанной спиновой поляризацией. После качественного пояснения физической природы термодинамического механизма приведена общая формулировка квантовой теории эффекта на основе учета токов локального равновесия. Обсуждается характер магнитопольных зависимостей и квантовых магнитных осцилляций физических параметров, характеризующих аномальный эффект Холла.

Розвинено квантостатистичний опис аномального ефекту Холла у рамках запропонованого раніше термодинамічного механізму його здійснення в слабомагнітних електронних системах із спонтанною спіноюю поляризацією. Після якісного пояснення фізичної природи термодинамічного механізму приведено загальне формулювання квантової теорії ефекту на основі обліку струмів локальної рівноваги. Обговорюється характер магнітопольових залежностей і квантових магнітних осциляцій фізичних параметрів, що характеризують аномальний ефект Холла.

PACS: 72.10.Fk Рассеяние точечными дефектами, дислокациями, поверхностями и другими несовершенствами (в том числе эффект Кондо);
72.20.Dr Общая теория, механизмы рассеяния;
72.20.Fg Транспорт и подвижность в слабых полях, пьезосопротивление;
72.80.Ey Полупроводники III–V и II–VI групп.

Ключевые слова: спиновая поляризация электронов, гальваномагнитные явления, аномальный эффект Холла, магнитные квантовые осцилляции.

Введение

Аномальный эффект Холла как определенное свидетельство проявления спонтанного намагничивания в холловском сопротивлении занимает значительное место в исследованиях широкого круга электронных систем со спонтанной спиновой поляризацией. В связи с этим столь же большое значение имеет адекватность основ теоретического описания этого эффекта. Физическая природа его в существующих теориях, изложенных в обзорах [1,2], связывается со сложными проявлениями релятивистского спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с кристаллическими и рассеивающими полями. Однако еще пятьдесят лет назад, когда упомянутые теории находились в стадии зарождения, мог быть обнаружен, как нам пред-

ставляется, совсем иной механизм такого эффекта. Тогда, в начале шестидесятых годов прошлого века, создавалась квантовая теория термогальваномагнитных явлений, изложение которой содержится в книге [3]. Частью ее была и теория эффекта Холла.

Последовательный квантовомеханический расчет полной плотности электрического тока электронов в магнитном поле показал, что полученный результат содержит вклад плотности тока намагничивания, вызванного приложенной разностью потенциалов. После острой дискуссии различных групп авторов данного результата был осознан тот факт, что кинетические коэффициенты теории явлений переноса (холловскую проводимость, холловское сопротивление) следует определять из выражения для плотности тока проводимости, получающегося вычитанием плотности тока

намагничивания из полной плотности тока. Аргументация справедливости этого факта была сформулирована в статье [4] и состоит в том, что плотность тока намагничивания не дает вклада в ток через сечение тела, в котором находится рассматриваемая электронная система, так что она проявляется в намагниченности тела, но не в измеряемом холловском токе. Другими словами, разность потенциалов, приложенная к телу поперек направления напряженности магнитного поля, приводит к появлению холловского тока (холловской разности потенциалов), связанного только с током проводимости, и к появлению только добавочной намагниченности тела из-за возбуждения тока намагничивания.

При дальнейшем развитии исследований квантовой физики явлений переноса возбуждаемые токи намагничивания, по-видимому, не вызвали интереса. Но при изучении аномального эффекта Холла на них следовало бы обратить внимание. Действительно, если при определении плотности тока проводимости из полной плотности электрического тока вычесть вклад тока спонтанного намагничивания, то можно увидеть, что в холловской проводимости появится слагаемое, не зависящее от напряженности магнитного поля, что и является известным качественным признаком аномального эффекта Холла. Такой эффект естественно назвать термодинамическим, поскольку в нем отражаются характерные свойства состояния локального термодинамического равновесия электронной системы, проявляющиеся в холловской проводимости.

Представление о существовании данной разновидности аномального эффекта Холла уже было использовано для объяснения результатов экспериментов, проведенных на спонтанно поляризованных донорных электронах сильно разбавленной магнитной системы — кристаллах селенида ртути с примесями железа при комнатной температуре [5]. Обнаруженный в экспериментах эффект вряд ли может быть объяснен заведомо слабым проявлением спин-орбитального взаимодействия в исследуемой системе с малой концентрацией магнитных моментов. В статьях [5,6] кратко изложены исходные положения предлагаемого нами теоретического описания термодинамического аномального эффекта Холла применительно в основном к условиям слабого влияния магнитного поля на движение электронов проводимости. Настоящая статья посвящена простой формулировке квантовой теории эффекта в сильном магнитном поле и обсуждению аномалий, связанных с проявлением спонтанной намагниченности слабого магнетика в магнитополевой зависимости холловского сопротивления.

Вводя для расчета электропроводности системы электронов исходное понятие локального равновесия, принимаем упрощенное рассмотрение без учета влияния квантовых неоднородностей электронной плотности на масштабе изменения потенциала приложенного элект-

рического поля $\varphi(\mathbf{r})$. Тогда функция распределения в локальном равновесии получается просто добавлением малого слагаемого $e\varphi(\mathbf{r})$ к химическому потенциалу ζ в функции распределения $f_v = \{\exp[(\epsilon_v - \zeta)/T] + 1\}^{-1}$, отвечающей равновесному состоянию с энергией ϵ_v и квантовыми числами v в магнитном поле. При этом намагниченность системы электронов $\mathbf{M} = M\mathbf{H}/H = M\mathbf{h}$ в магнитном поле напряженностью \mathbf{H} оказывается зависящей от $\varphi(\mathbf{r})$. Появляется плотность тока намагничивания $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$, в которой содержится вклад индуцированной магнитным полем намагниченности и вместе с ним более существенный для нашего рассмотрения вклад спонтанной намагниченности системы электронов δM_0 , созданный электрическим полем:

$$\mathbf{j}_m = c \operatorname{rot} \delta M_0 \mathbf{h} = -ec (\partial M_0 / \partial \zeta) [\mathbf{h} \times \operatorname{grad} \varphi(\mathbf{r})] \equiv \sigma_m [\mathbf{h} \times \mathbf{E}]. \quad (1)$$

Ток спонтанного намагничивания приводит к появлению характерного слагаемого в энергии системы, рассматриваемой как функция ζ и T :

$$\int d\mathbf{r} W_m = \int d\mathbf{r} (1/c) \mathbf{j}_m \mathbf{A} = \int d\mathbf{r} (\partial M_0 / \partial \zeta) e\varphi(\mathbf{r}) H = \int d\mathbf{r} \delta M_0 H. \quad (2)$$

Производная по \mathbf{H} слагаемого W_m в плотности энергии $U = U_0 + W_m$ дает не зависящую от H величину δM_0 , а производная другого слагаемого U_0 равна индуцированной магнитным полем части намагниченности \mathbf{M} .

Не учитывая в дальнейшем сравнительно слабое влияние индуцированного магнетизма, рассмотрим плотность тока проводимости \mathbf{j}_c^L в состоянии локального равновесия. Такой ток возбуждается электрической силой $(-\operatorname{grad} U)$, создающей силу Лоренца $(1/c)[\mathbf{j}_c^L \times \mathbf{H}]$, действующую на электронную систему. Особенно важной здесь оказывается магнитная часть \mathbf{j}_{cm}^L локально равновесного тока, которая определяется условием равновесия $\operatorname{grad} W_m = (1/c)[\mathbf{j}_{cm}^L \times \mathbf{H}]$ и равна

$$\mathbf{j}_{cm}^L = -\sigma_m [\mathbf{h} \times \mathbf{E}]. \quad (3)$$

Если принять, что в рассматриваемых условиях в электрическом токе, происходящем от спонтанной намагниченности, проявляется только равновесная намагниченность M_0 , находящаяся в состоянии насыщения с точки зрения магнитного упорядочения и не зависящая от процессов релаксации в электронной системе, то локально равновесный ток, определяемый равенством (3), является единственным вкладом в полный ток от спонтанной намагниченности. Тогда оставшаяся часть электропроводности в сильном магнитном поле вычисляется так же, как и без учета спонтанной намагниченности, принимая во внимание соответствующее спиновое расщепление энергий электронов. Поскольку циклотронная частота Ω значительно превышает характерную частоту столкновений электронов $1/\tau$, в первом приближении по параметру $(\Omega\tau)^{-1}$ холловский ток аналогичен также току локального равновесия

$\mathbf{j}_{c0}^L = -\sigma_{H0}[\mathbf{h} \times \mathbf{E}]$, отвечающему дрейфовому движению электронов в скрещенных полях. Недиссипативная проводимость σ_{H0} простой системы равна cen_e/H , где n_e — концентрация электронов. Таким образом, плотность полного холловского тока \mathbf{j}_H отвечает току локального равновесия

$$\mathbf{j}_H = \mathbf{j}_c^L = \mathbf{j}_{c0}^L + \mathbf{j}_{cm}^L = -(\sigma_{H0} + \sigma_m)[\mathbf{h} \times \mathbf{E}] \quad (4)$$

и холловской проводимости $\sigma_H = \sigma_{H0} + \sigma_m$. Введем также поперечную к направлению напряженности магнитного поля диссипативную плотность тока \mathbf{j}_d , предполагая изотропию системы:

$$\mathbf{j}_d = \sigma_d \mathbf{E} \quad (5)$$

Тогда получим следующее выражение для холловского сопротивления:

$$\begin{aligned} \rho_H &= (\sigma_{H0} + \sigma_m) / [\sigma_d^2 + (\sigma_{H0} + \sigma_m)^2] \approx \\ &\approx (\sigma_{H0} + \sigma_m)^{-1} = \rho_{H0} H_a / (H_a + H), \end{aligned} \quad (6)$$

приближенное равенство здесь записано с учетом того, что отношение σ_d/σ_{H0} порядка $(\Omega\tau)^{-1} \ll 1$. Параметр H_a введен соотношением $\sigma_m = cen_e/H_a$.

В итоге нами получена простая формула для термодинамического аномального эффекта Холла в сильном магнитном поле ($\Omega\tau \gg 1$) в принятых приближениях. Она описывает необычную модификацию полевой зависимости обыкновенного эффекта Холла, характеризуемую сопротивлением ρ_{H0} . Поскольку параметр $H_a = n_e/(\partial M_0/\partial \zeta)$ при плавной зависимости M_0 от ζ порядка отношения энергии Ферми к магнетону Бора, модификация плавной зависимости холловского сопротивления скорее всего будет слабой. Однако нужно принять во внимание, что на основании известных теорий спонтанной намагниченности электронов проводимости нетрудно предсказать магнитные квантовые осцилляции производной $\partial M_0/\partial \zeta$, отвечающие осцилляциям плотности состояний электронов с энергией Ферми, которые намного сильнее по амплитуде, чем осцилляции обыкновенного холловского сопротивления ρ_{H0} . Таким образом, именно предсказание сравнительно сильных квантовых осцилляций термодинамического эффекта Холла представляет интерес как конкретный результат представленной теории.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант №12-02-00530) и грантом программы ОФН РАН №12-Т-2-1016.

1. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин, *Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f-металлах и их соединениях*, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва-Ижевск (2008).
2. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, and N.P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
3. П.С. Зырянов, М.И. Клиnger, *Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках*, Наука, Москва (1976).
4. П.С. Зырянов, В.П. Силин, *ФММ* **17**, 934 (1965).
5. А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 444 (2012).
6. В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, С.М. Подгорных, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич, *ФНТ* **39**, 493 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 384 (2013)].

Thermodynamical anomalous Hall effect: quantum regime

V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, and A.T. Lonchakov

The quantum statistical description of an anomalous Hall effect has been developed in the framework of the previously proposed thermodynamical mechanism of its realization in weak magnetic systems with spontaneous spin polarization. After qualitative physical explanation of the thermodynamical mechanism the general quantum theory of the effect was formulated with allowance for the currents of local equilibrium. The character of the dependences of the physical parameters characterizing the anomalous Hall effect upon the magnetic field and quantum magnetic oscillations has been discussed.

- PACS: 72.10.Fk Scattering by point defects, dislocations, surfaces, and other imperfections (including Kondo effect);
 72.20.Dp General theory, scattering mechanisms;
 72.20.Fr Low-field transport and mobility; piezoresistance;
 72.80.Ey III–V and II–VI semiconductors.

Keywords: electron spin polarization, galvanomagnetic phenomena, anomalous Hall effect, magnetic quantum oscillations.