

Кинетическая теория отрицательного магнетосопротивления как альтернатива слабой локализации в полупроводниках

© В.Э. Каминский[†]

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

(Получена 14 мая 2001 г. Принята к печати 28 марта 2002 г.)

В приближении малой неравновесности электронного газа найдено стационарное и линейное по электрическому полю решение кинетического уравнения для одноэлектронной матрицы плотности в произвольном магнитном поле. Рассмотрен случай рассеяния на деформационном потенциале. Получены выражения для тензора проводимости в виде суммы по состояниям магнитного квантования. Показано, что в отсутствие магнитного поля они совпадают с классическими. В слабых магнитных полях для невырожденного электронного газа магнетосопротивление положительное при высокой подвижности электронов и отрицательное — при низкой. При средних значениях оно изменяет знак при увеличении напряженности поля. Магнетосопротивление вырожденного электронного газа отлично от нуля. В квантующем магнитном поле тензор проводимости описывает его осцилляции. Их амплитуда и среднее значение магнетосопротивления растут при увеличении магнитного поля и подвижности.

1. Введение

Для описания гальваномагнитных эффектов в полупроводниках традиционно используется метод кинетического уравнения для функции распределения электронов. Такой подход в большинстве случаев оправдан в слабом магнитном поле. Однако в сильных полях появляется ряд специфических эффектов, связанных с квантованием, которые такой подход не позволяет описать в принципе. Наиболее ярко это проявляется в осцилляциях магнетосопротивления (эффект Шубникова–де Гааза). Для сильных магнитных полей задача о поперечных гальваномагнитных эффектах была решена методом матрицы плотности в работе Адамса и Гольстейна [1]. Авторами были рассчитаны зависимости элементов тензора проводимости от магнитного поля B и от температуры для различных механизмов рассеяния электронов. Однако в невырожденном случае из-за логарифмической расходимости при энергии электронов, равной нулю, для усреднения по состояниям в полученных выражениях было использовано обрезание. Это указывает на ограниченность предложенного в [1] подхода. Для двумерных электронов аналогичные выражения были получены в работе [2].

В настоящее время накоплено значительное количество экспериментальных данных, которые не имеют объяснения как в рамках классического описания, так и на основе подхода [1] (см., например, обзор [3]). Примером тому может служить продольное и поперечное отрицательное магнетосопротивление (ОМС). Это явление наблюдается в различных полупроводниковых объектах, как в сильном, так и слабом магнитных полях. Так, ОМС наблюдалось в слабо [4] и сильно [5] объемно легированном германии. В последнем случае это имело место с обеих сторон перехода металл–диэлектрик. Причем для металлического состояния магнетосопротивление (МС) становится

положительным в сильных полях. В диэлектрическом же состоянии ОМС наблюдалось во всем диапазоне изменения поля (0–10 Тл). В то же время в работе [4] для диэлектрического состояния наблюдалось изменение знака МС. В гетероструктурах n -AlGaAs/GaAs [6] при температуре 4.2 К наблюдались различные типы МС. В структурах с высокими подвижностью и поверхностной концентрацией МС было положительным. В структурах с низкой подвижностью МС было отрицательным в интервале полей от нуля до ~ 0.5 Тл. При дальнейшем увеличении поля МС изменяло знак. В структурах с низкими подвижностью и поверхностной концентрацией МС оставалось отрицательным вплоть до начала квантовых осцилляций. В гетероструктурах n -GaAs/In_{0.07}Ga_{0.93}As/ n -GaAs, δ -легированных кремнием, в центре квантовой ямы ОМС наблюдалось вплоть до полей ~ 6 Тл в интервале температур 0.4–40 К [7]. В то же время в гетероструктурах InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As [8] с более высокой подвижностью в области очень слабых полей наблюдалось положительное МС (антилокализация) для образцов с высокой поверхностной концентрацией электронов. В случае низкой концентрации во всем диапазоне полей наблюдалось ОМС. При δ -легировании оловом вицинальной грани GaAs в работе [9] были получены квантовые квазиодномерные нити. Вдоль направления нитей ОМС наблюдалось до полей ~ 6 Тл, а поперек нитей — до ~ 30 Тл. Углеродные нанотрубы являются одномерными проводящими кристаллами. Ширина запрещенной зоны и тип проводимости (металлический или полупроводниковый) нанотрубы определяются ее кристаллической структурой (см., например, обзор [10]). В большинстве экспериментов наблюдается рост проводимости нанотруб с магнитным полем. В полях до ~ 14 Тл ОМС наблюдается как в одиночных нанотрубках [11], так и в пленках из них [12,13] в интервале температур 0.1–180 К. Причем в пленках это имеет место при ориентации магнитного поля как вдоль, так и поперек осей нанотруб.

[†] E-mail: kamin@mail.cplire.ru

Из приведенных выше экспериментальных данных видно, что ОМС является характерной особенностью многих проводящих объектов, различающихся структурой и размерностью. Это явление не имеет объяснения как с точки зрения классической теории переноса, так и в рамках подхода [1]. В работах [4,5,7–9,11–13] объяснение ОМС опирается на теорию слабой локализации и интерференционных поправок к проводимости [14–16]. В этой теории вводится параметр времени сбоя фазы электронной волны из-за неупругого рассеяния. Реально этот параметр скорее является подгоночным [7] и должен определяться из экспериментальных зависимостей. Кроме того, при анализе ряда экспериментальных результатов в рамках существующей теории слабой локализации возникает ряд трудностей [3,4,7]. Примером таких трудностей может служить различие знаков МС в образцах с близкими параметрами (ср. [4,5], [6] и [7–8]). В гетероструктурах AlGaAs/GaAs/AlGaAs [17] исследовалось МС двумерных дырок в интервале концентраций $(3.8–17) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и температур 4–320 мК. Полученные значения ОМС составляли всего несколько процентов от предсказываемых стандартной теорией слабой локализации величин. В нанотрубках к этому можно добавить высокие температуры ($\sim 200 \text{ К}$), при которых наблюдается ОМС. Из выше изложенного следует, что имеются основания предположить, что слабая локализация не является единственным механизмом ОМС. При определенных условиях ОМС может наблюдаться и без нее. В этом случае для анализа экспериментов по магнетотранспорту в первую очередь необходимо квантовое описание транспорта, единое как для сильных, так и слабых полей.

Одним из направлений здесь может быть описание переноса электронов с помощью одноэлектронной матрицы плотности. В неполярных полупроводниках (кремний, германий, углерод) рассеяние на акустическом деформационном потенциале (наряду с примесным) является основным механизмом релаксации импульса. В полярных полупроводниках (типа GaAs) оно доминирует в области относительно низких температур ($T < 77 \text{ К}$). В данной работе в предположении малой неравновесности решено кинетическое уравнение для одноэлектронной матрицы плотности в произвольном магнитном поле при рассеянии на деформационном потенциале и получены выражения для тензора проводимости. Из этих выражений следует, что при определенных соотношениях параметров полупроводника эффект ОМС может наблюдаться в отсутствие слабой локализации.

2. Теория

Как известно, в магнитном поле матрицы перпендикулярных к полю компонент импульса электрона не имеют диагональных элементов. Вследствие этого в квантующем магнитном поле электронный транспорт нельзя в принципе описать на основании кинетического уравнения Больцмана и необходимо использовать матрицу плотности. В данной работе ограничимся изучением

электронного транспорта в изотропном полупроводнике с параболическими законом дисперсии энергии от волнового вектора. Примем, что магнитное поле с индукцией B направлено вдоль оси z , а электрическое поле E_x приложено вдоль оси x . В общем случае плотность электрического тока может быть рассчитана из соотношения

$$\mathbf{j} = \text{Tr}(\mathbf{R}\mathbf{J}), \quad (1)$$

где $\text{Tr}(\dots)$ обозначает след оператора, R — статистический оператор (матрица плотности), \mathbf{J} — оператор плотности тока в магнитном поле.

Свойства рассматриваемой системы в одноэлектронном приближении описывает оператор Гамильтона

$$H = H_0 + W + U = H_e + H_p + W + U, \quad (2)$$

где H_e — гамильтониан электрона в магнитном поле, H_p — гамильтониан фононов в представлении вторичного квантования, W — оператор электрон-фононного взаимодействия, $U = -qE_x x$ — оператор потенциальной энергии. Для расчета тока необходимо определить статистический оператор. В представлении Шредингера он описывается уравнением Лиувилля

$$i\hbar \frac{\partial R}{\partial t} = [HR]. \quad (3)$$

Для решения этого уравнения будем рассматривать сумму $W + U$ как возмущение. Если выбрать вектор-потенциал магнитного поля в калибровке $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$, то волновые функции (ВФ) оператора H_0 имеют вид

$$\psi = \exp[i(k_y y + k_z z)] f(\eta) \chi_s |N\rangle, \quad (4)$$

где

$$\eta = \frac{x + k_y \lambda^2}{\lambda}, \quad \lambda^2 = \frac{\hbar}{qB},$$

\mathbf{k} — волновой вектор электрона, χ_s — спиновая ВФ, $|N\rangle$ — ВФ фононов в представлении чисел заполнения. Волновые функции (4) по оси x в магнитном поле всегда нормированы на единицу и определяются из соотношения [18]

$$f_n(\eta) = \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} \lambda 2^n n!} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2}\right) H_n(\eta). \quad (5)$$

Энергия электрона в этом случае равна

$$E = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) + \mu_B g s B, \quad (6)$$

где $\omega = \frac{qB}{m}$, μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ланде, $s = \pm \frac{1}{2}$. Таким образом, в выбранном представлении состоянии электрона $|i\rangle$ описывается набором квантовых чисел (n, k_y, k_z, s) .

Так как операторы тока и возмущения не содержат спиновых операторов, их матричные элементы будут диагональными по спиновым переменным. Кроме того,

будем считать фононную систему равновесной. В этом случае все матричные элементы также будут диагональными по фононным переменным. Для сокращения записи будем их опускать и учитывать только при суммировании по состояниям.

Уравнение (3) будем решать методом последовательных приближений. Обоснование этого метода и процедура получения приближенного уравнения подробно изложены в [19]. Для стационарных условий в базисе ВФ (4) из уравнения (3) получаем

$$(E_1 - E_2)R_{12} + U_{13}R_{32} - R_{13}U_{32} + i\pi S_{12} = 0, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} S_{12} = & \sum w(\mathbf{q}) \left\{ \delta(E_2 - E_3 - \hbar\Omega) \right. \\ & \times [(N+1)M_{14}^+(\delta_{43} - R_{43})M_{35}R_{52} - N(\delta_{14} - R_{14}) \\ & \times M_{43}^+R_{35}M_{52}] + \delta(E_2 - E_3 + \hbar\Omega) [NM_{14}(\delta_{43} - R_{43}) \\ & \times M_{35}^+R_{52} - (N+1)(\delta_{14} - R_{14})M_{43}R_{35}M_{52}^+] \\ & + \delta(E_1 - E_3 - \hbar\Omega) [(N+1)R_{14}M_{45}^+(\delta_{53} - R_{53})M_{32} \\ & - NM_{13}^+R_{34}M_{45}(\delta_{52} - R_{52})] \\ & + \delta(E_1 - E_3 + \hbar\Omega) [NR_{14}M_{45}(\delta_{53} - R_{53})M_{32}^+ \\ & \left. - (N+1)M_{13}R_{34}M_{45}^+(\delta_{52} - R_{52}) \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

где $\hbar\Omega(\mathbf{q})$ — энергия фононов, N — их функция распределения, $w(\mathbf{q})$ — функция, описывающая электрон-фононное взаимодействие, M_{ij} — матричный элемент плоских фононных волн в базисе ВФ (4), индекс "+" обозначает эрмитово сопряжение. В (8) необходимо суммировать по всем состояниям, кроме $|1\rangle$ и $|2\rangle$, и по волновым векторам фононов. Хорошо известно, что, строго говоря, уравнение (3) не описывает необратимого поведения системы электронов. Чтобы получить необратимое поведение, надо привлечь дополнительные соображения [1]. Для этого можно либо модифицировать гамильтониан, либо воспользоваться каким-либо искусственным математическим приемом, отражающим взаимодействие системы со средой. Таким наиболее широко применяемым приемом является гипотеза о виде начального приближения для диагональной части матрицы плотности, т.е. функции распределения. Представим матрицу плотности в виде

$$R_{12} = F_1\delta_{12} + G_{12}\delta(k_{y1} - k_{y2}), \quad (9)$$

где $G_{12} \equiv G_{n_1 n_2}(k_{z_1}, k_{z_2})$. Если электрическое поле не нарушает пространственной однородности электронной системы, то в качестве $F_1 = F(E_1)$ обычно берут функцию распределения Ферми-Дирака, зависящую от энергии (6) и квазиуровня Ферми E_F . При таком выборе F_1 фактически исходят из широко используемого в теории полупроводников принципа локального равновесия.

В области высоких температур это приближение является вполне удовлетворительным. Однако при низких температурах необходимо учитывать поправки для функции распределения, обусловленные совместным действием электрического поля и процессов рассеяния электронов. В первом исчезающем порядке по рассеянию такая поправка получена в работе [1]. Однако она имеет смысл только в области сильных полей. Общая процедура получения поправок изложена в работе [19]. Суть ее заключается в разложении по взаимодействию как возмущению статистического оператора Гиббса. В линейном по электрическому полю приближении функцию распределения можно представить в виде

$$F_1 + \frac{\partial F_1}{\partial E} U_{12} F_2 Z,$$

где по индексу 2 подразумевается суммирование, U_{12} — матричный элемент потенциальной энергии, Z — функция, являющаяся результатом суммирования по всем порядкам рассеяния. Она зависит от магнитного поля, параметров релаксации и функции распределения. В данной работе мы не будем анализировать вид этой функции. Ограничимся только замечанием, что она обращается в 0 вместе с магнитным полем. Тогда из (9) получаем

$$R_{12} = \left(F_1 + \frac{\partial F_1}{\partial E} U_{12} F_2 Z \right) \delta_{12} + G_{12} \delta(k_{y1} - k_{y2}). \quad (10)$$

Отметим здесь, что при включении U в основной гамильтониан несложно получить решения, аналогичные (4)–(6). Именно такое решение было использовано в работе [1]. Однако ВФ такого гамильтониана, вообще говоря, не удовлетворяют условиям эрмитова сопряжения и полноты. Для решений (5) это становится явным при предельном переходе к $B \rightarrow 0$.

Будем искать линейное по G решение уравнения (7). При рассеянии на деформационном потенциале акустических фононов (ДА-фононах) получаем

$$w(\mathbf{q}) = w_0 q, \quad (11)$$

где $w_0 = \hbar E_A^2 / 2\rho s^2$. При не очень низких температурах

$$N \approx \frac{kT}{\hbar s q} \gg 1. \quad (12)$$

Как известно из теории полупроводников, при $T > 11$ К энергией акустического фонона в законе сохранения энергии можно пренебречь. Тогда, подставляя (8)–(12) в (7), после несложного интегрирования получаем

$$\begin{aligned} & (E_1 - E_2)G_{12} + U_{12}(F_2 - F_1) - iqE_x \eta_{12} Q_{12} \\ & + i \frac{kT w_0}{2\pi \lambda^2 \hbar} \sum_3 \int dk_{z3} \left\{ [\delta(E_2 - E_3) + \delta(E_1 - E_3)] \right. \\ & \left. \times [G_{12} - \delta_{12} G_{33}(K_{z12} - k_{z2} + k_{z3})] \right\} = 0, \end{aligned}$$

где $\eta_{12} = \int f_1 \eta f_2 d\eta$,

$$Q_{12} = \frac{kT w_0}{2\pi\lambda\hbar} \sum_3 \int dk_{z3} \left[\frac{\partial F_2}{\partial E_2} (1 + F_2 - F_1) \delta(E_2 - E_3) + \frac{\partial F_1}{\partial E_1} (1 + F_1 - F_2) \delta(E_1 - E_3) \right] Z.$$

Отметим здесь, что интегрирование в (8) просто выполняется только для DA-фононов вследствие того, что произведение $Nw(\mathbf{q})$ не зависит от q . Для других механизмов релаксации это не так и столь простых выражений получить не удастся. Как несложно проверить, решение этого уравнения имеет вид

$$G_{12} = \frac{U_{12}(F_1 - F_2) + iq\eta_{12}Q_{12}}{E_1 - E_2 + i\hbar\nu_{12}}, \quad (13)$$

где

$$\nu_{12} = \frac{kT w_0}{2\pi\lambda^2\hbar} \sum_3 \int dk_{z3} [\delta(E_2 - E_3) + \delta(E_1 - E_3)].$$

Матричные элементы плотности тока и потенциальной энергии вычисляются элементарно и имеют вид

$$j_{x12} = i \frac{x_{12}}{\lambda^2} D_{12}, \quad j_{y12} = \left(\frac{x_{12}}{\lambda^2} - k_{y1} \right) D_{12},$$

$$j_{z12} = -k_{z1} D_{12}, \quad U_{12} = -qE_x x_{12},$$

где

$$D_{12} = \frac{q\hbar}{m} \delta(k_{y1} - k_{y2}) \delta(k_{z1} - k_{z2}).$$

Подставляя их и соотношение (13) в (1), в итоге для тензора проводимости получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{q^2 \omega}{(2\pi)^2 \hbar} \sum_{s,n} (n+1) dk_z \left[\frac{v_{n,n+1}(F_n - F_{n+1}) - \omega Q_{n,n+1}}{\omega^2 + v_{n,n+1}^2} \right], \\ \sigma_{xy} &= \frac{q^2 \omega}{(2\pi)^2 \hbar} \sum_{s,n} (n+1) dk_z \left[\frac{\omega(F_n - F_{n+1}) + v_{n,n+1} Q_{n,n+1}}{\omega^2 + v_{n,n+1}^2} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$F_n \equiv F(E_n), \quad E_n = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) + \mu_{\text{BGS}} B,$$

$$v_{nm} = \frac{\hbar\omega}{4\sqrt{kT}\tau_{\text{DA}}} \sum_l \left[\frac{\theta(z_{nl})}{\sqrt{z_{nl}}} + \frac{\theta(z_{ml})}{\sqrt{z_{ml}}} \right],$$

$$Q_{nm} = \left[\frac{\hbar v_{nm}}{2} \frac{\partial F_n}{\partial E_n} (1 + F_n - F_m) + \frac{\hbar v_{mm}}{2} \frac{\partial F_m}{\partial E_m} (1 + F_m - F_n) \right] Z,$$

$$z_{nl} = \hbar\omega(n-l) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad \tau_{\text{DA}} = \frac{\pi \hbar^4 \rho s^2}{\sqrt{2}(mkT)^{3/2} E_A^2}.$$

Используя полученные результаты, несложно показать, что в рассматриваемых условиях

$$\sigma_{zz} = \frac{q^2 \omega}{(2\pi)^2 \hbar} \sum_{s,n} \int dl_z \frac{k_z}{v_{n,n}} \left(-\frac{\partial F_n}{\partial k_z} \right). \quad (15)$$

В сильных магнитных полях, когда $\omega \gg \nu$, соотношения (14) переходят в выражения, полученные в [1]. Если в этом случае для вырожденного электронного газа воспользоваться для суммирования формулой Пуассона, то можно получить выражения, аналогичные полученным в работах [1,2].

Для рассеяния на деформационном потенциале оптических фононов

$$w(\mathbf{q}) = w_0 = \frac{\hbar D^2}{2\rho\Omega_0},$$

где Ω_0 — частота оптического фонона. В этом случае расчет выполняется аналогично и тензор проводимости описывается теми же соотношениями. Частота релаксации импульса в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} \nu_{12} &= \frac{w_0}{4\pi\lambda^2\hbar} \sum_3 \int dk_z \left[\delta(E_2 - E_3 - \hbar\Omega_0)(N+1 - F_{2-}) + \delta(E_2 - E_3 + \hbar\Omega_0)(N + F_{2+}) + \delta(E_1 - E_3 - \hbar\Omega_0) \right. \\ &\quad \left. \times (N+1 - F_{1-}) + \delta(E_1 - E_3 + \hbar\Omega_0)(N + F_{1+}) \right], \end{aligned}$$

где $F_{i\pm} = F(E_i \pm \hbar\Omega_0)$.

3. Обсуждение результатов и сравнение с экспериментом

Полученные выражения имеют конечные значения при любых величинах магнитного поля. Однако непосредственно анализировать их достаточно сложно. Поэтому рассмотрим некоторые предельные случаи.

В пределе слабых полей, когда $\alpha = \hbar\omega/kT \ll 1$, в (14) можно энергию спина в магнитном поле принять равной нулю и перейти от суммирования по n к интегрированию. После несложных преобразований и интегрирования по углам из (14) получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{\text{Bxx}} + \frac{2q^2}{\sqrt{\pi m}} N_c \alpha \int \sqrt{x} dx \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} \left(-\frac{\partial F}{\partial x} \right), \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{\text{Bxy}} + \frac{2q^2}{\sqrt{\pi m}} N_c \alpha \int \sqrt{x} dx \frac{\omega}{\omega^2 + \nu^2} \left(-\frac{\partial F}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\sigma_{\text{Bxx}}, \sigma_{\text{Bxy}}$ — значения, которые рассчитываются исходя из уравнения Больцмана (см., например, [20]), N_c — плотность состояний в зоне проводимости, $x = E/kT$,

$$\nu = \frac{1}{2\tau_{\text{DA}}} (\sqrt{x} + \sqrt{x + \alpha}).$$

При получении (16) величина Z была принята равной нулю. Отметим здесь, что в этом приближении σ_{zz} (15) совпадает с классическим выражением. Как видно, в соотношениях (16) по сравнению с классическими выражениями имеются дополнительные слагаемые. Они обусловлены особенностями движения электронов в

магнитном поле. Как известно, в поперечном к магнитному полю направлении движение представляет собой диффузию. Если воспользоваться соотношением

$$\lambda^2(n+1) \equiv x_{n,n+1}^2 = (k_y)_{n,n+1}^2 \lambda^2,$$

то из (14) следует, что коэффициент диффузии в магнитном поле равен

$$D_H = \omega^2 \left\langle \frac{v_{n,n+1} x_{n,n+1}^2}{v_{n,n+1}^2 + \omega^2} \right\rangle.$$

В случае $\omega\tau \ll 1$ получаем

$$D_H = \frac{1}{m} \left\langle \frac{E_n + \frac{\hbar\omega}{2}}{v_n} \right\rangle = D + \frac{\hbar}{2m} \omega\tau,$$

где D — коэффициент диффузии в отсутствие магнитного поля, а угловые скобки означают усреднение. Отсюда видно, что коэффициент диффузии и соответственно подвижность электронов выше в слабом магнитном поле, чем такие же величины без поля. Следствием этого и является эффект ОМС.

Формально выражения (16) получены для рассеяния на деформационном потенциале. Однако при $B = 0$ они совпадают с σ_{Bxx} , σ_{Bxy} . Поэтому они должны быть справедливыми по крайней мере в слабых полях и для других механизмов релаксации. Реально в эксперименте измеряют величину сопротивления

$$\rho = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}.$$

Как известно, при классическом описании $\rho(B) > \rho(0)$ [20]. В (16) σ_{xx} имеет дополнительное слагаемое, линейное по полю. В результате этого внутри интервала $0 < B < B_1$ зависимость $\rho(B)$ имеет минимум со значением $\rho_m < \rho(0)$, а на границах указанного интервала $\rho(B_1) = \rho(0)$. Величины ρ_m и B_1 зависят от параметров электронной системы и температуры. Как следует из (16), если электроны невырождены ($E_F < 0$), то величина $\delta\rho = \delta\rho/\rho(0)$ не зависит от концентрации электронов. В этом случае ρ_m и B_1 определяются величинами двух параметров

$$B_0 = \frac{mkT}{\hbar q} \quad \text{и} \quad \gamma = \frac{kT\tau}{\hbar},$$

где τ — среднее время релаксации электронного импульса. Отметим здесь, что изложенный выше кинетический подход справедлив в невырожденных электронных системах при $\gamma \gg 1$ [20].

На рис. 1 представлены зависимости $\delta\rho(B)$ для различных значений γ . Расчет выполнен для широкозонного полупроводника с электронным типом проводимости при $E_F/kT = -5$. При заданной температуре рассчитанные зависимости соответствуют материалам с различными значениями подвижности электронов. При комнатной температуре и эффективной массе, равной массе свободного электрона, подвижности равны 200,

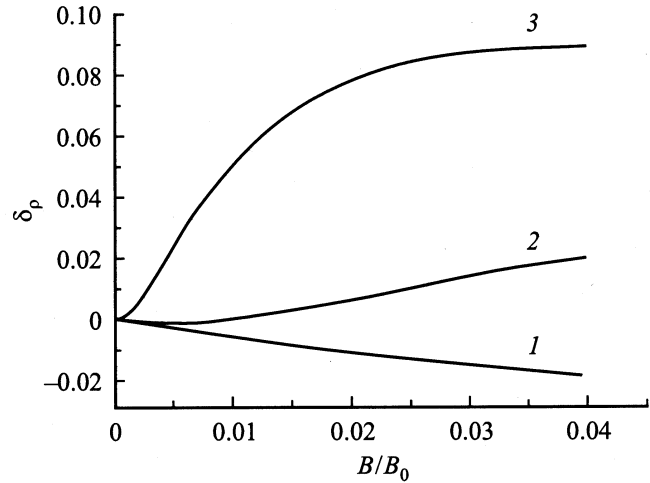


Рис. 1. Зависимости магнетосопротивления от магнитного поля при различных значениях параметра рассеяния электронов γ : 1 — 5, 2 — 20, 3 — 100.

800 и 4000 $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{с})$ соответственно. Для этих условий изменение магнитного поля соответствует интервалу от 0 до 10 Тл. Как видно из рис. 1, при малой подвижности электронов МС всегда отрицательно и величина B_1 имеет бесконечное значение. При большой подвижности МС всегда положительно и $B_1 = 0$. При промежуточных значениях подвижности величина B_1 конечна и МС изменяет знак. Эти выводы, конечно, справедливы только для случая $\alpha \ll 1$, при малой подвижности электронов B_1 будет иметь конечное значение в области сильных полей. Отметим здесь, что зависимости, подобные кривой для $\gamma = 5$, наблюдались в трех- [4], двух- [7] и одномерных [9] полупроводниках.

Как известно, при увеличении концентрации легирующей примеси частота рассеяния растет. Соответственно величина γ будет уменьшаться, а величина ОМС расти. Эти зависимости позволяют качественно объяснить различия результатов, полученных в работах [4] и [5] на образцах с различными значениями концентрации легирующей примеси. Следует отметить, что такая простая зависимость между концентрацией примеси и ОМС имеет место в невырожденном полупроводнике при $E_F/kT < -2$. Если концентрация примеси велика и $E_F > 0$, то зависимость становится сложной. В случае рассеяния на заряженной примеси $\nu \propto T^{3/2}$. Реально при примесном рассеянии зависимость более слабая из-за зависимости концентрации активированной легирующей примеси от температуры и эффектов экранирования. Однако, вне зависимости от этого, для этого типа рассеяния величина γ будет расти с ростом температуры. Как следует из рис. 1, при фиксированном значении магнитного поля величина ОМС уменьшается при увеличении γ . Это позволяет качественно объяснить температурные зависимости ОМС, которые были получены в работах [4,7,9]. Зависимости, показанные на

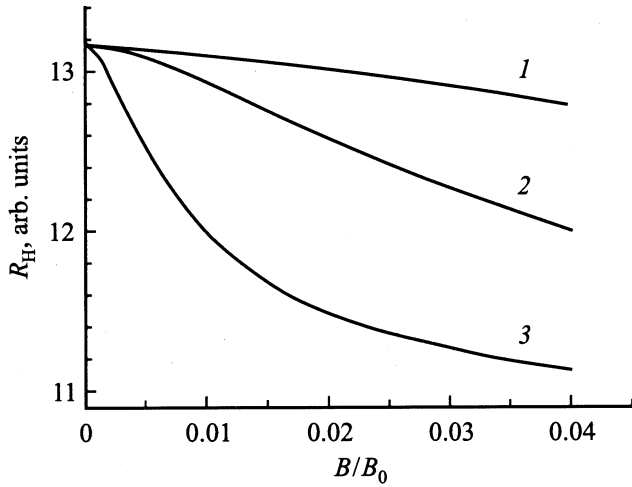


Рис. 2. Зависимости коэффициента Холла от магнитного поля при тех же значениях параметра рассеяния электронов, что и на рис. 1.

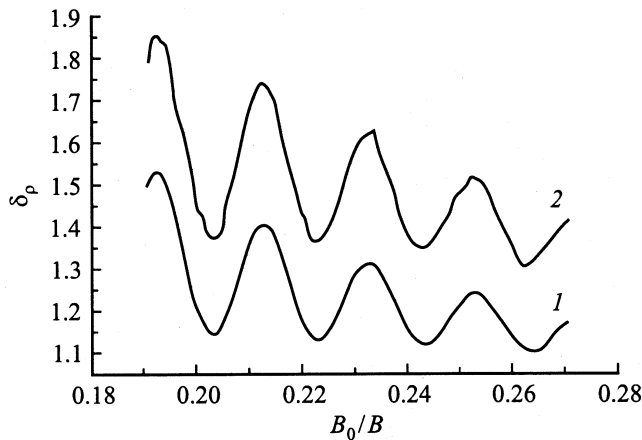


Рис. 3. Зависимости магнетосопротивления от магнитного поля в вырожденной электронной системе при $\gamma = 43$ (1) и $\gamma = 866$ (2).

рис. 1, рассчитаны для рассеяния на DA-фонах. Для других механизмов релаксации импульса электронов МС качественно зависит от γ подобным образом. Количественные же параметры определяются видом зависимости $\nu(E)$.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента Холла (R_H) от магнитного поля для различных значений γ . При расчете использованы те же параметры, что и для рис. 1. Как видно, R_H слабо уменьшается с ростом поля для всех значений γ . Так как при расчетах концентрация электронов принята постоянной, то эти зависимости отражают изменение холл-фактора при увеличении поля.

Как известно, в вырожденном электронном газе классическое МС равно 0 [20]. Если в (16) производную функции распределения заменить δ -функцией, то получим

$$\delta_\rho = -\frac{\hbar\omega}{E_F + \hbar\omega} < 0. \tag{17}$$

Точный расчет показывает, что в области очень слабых полей зависимость $\delta_\rho(B)$ может быть знакопеременной при совместном действии различных механизмов релаксации и соответствующей зависимости $\nu(E)$. Выражения (14) и (16) формально получены для объемного полупроводника. Однако качественно характеристики трех- и двумерного электронного газа в магнитном поле отличаются несильно. Поэтому эти выражения можно использовать для качественного объяснения различий характеристик, полученных в работах [7–9] для вырожденного двумерного электронного газа. В частности, (17) достаточно хорошо описывает экспериментальные зависимости, наблюдавшиеся в [7], для полей, при которых $\alpha < 1$.

В сильных полях при низких температурах магнетосопротивление δ_ρ является осциллирующей функцией от B^{-1} . На рис. 3 приведены зависимости $\delta_\rho(B)$ для двух значений γ . При комнатной температуре им соответствуют величины γ , равные 5 и 100. Расчет выполнен по формулам (14) для рассеяния на DA-фонах при $T = 4$ К и $E_F/kT = 50$. Величина Z принята равной 1, что соответствует приближению, использованному в [1]. Если при $\omega \gg \nu$ в (14) отбросить малое первое слагаемое в выражении для σ_{xx} и второе слагаемое — для σ_{xy} , то соотношения (14) переходят в результаты [1]. Как видно из рис. 3, МС δ_ρ действительно осциллирует с периодом, пропорциональным B^{-1} (при $E_F > \hbar\omega$). Причем амплитуда осцилляций и среднее значение растут с ростом поля и уменьшением частоты рассеяния. При этом, как показывает расчет, коэффициент Холла не зависит от магнитного поля. Такие зависимости обычно и наблюдаются в экспериментах. Из расчетов следует, что амплитуда осцилляций сильно зависит от величины Z и от вида его зависимости от поля. Если $Z \ll 1$ (больцмановский электронный газ), то осцилляций не будет, и δ_ρ будет монотонно расти при увеличении поля. Здесь необходимо отметить, что в сильных полях σ_{xx} (16) также зависит от величины поля.

4. Заключение

Современные представления связывают ОМС со слабой локализацией, необходимым условием которой является неупорядоченное распределение рассеивающих центров в полупроводнике. В данной работе решено кинетическое уравнение для матрицы плотности в квантовом магнитном поле при рассеянии на деформационном потенциале. Полученные на основании этого решения результаты показывают, что поперечное ОМС может наблюдаться в электронном газе без случайного потенциала. Это является результатом последовательного учета магнитного квантования.

Полученные решения, в отличие от [1], не имеют ограничений по величине магнитного поля. В области сильных полей в σ_{xx} доминирует слагаемое, аналогичное результату [1]. Однако в работе показано, что, в отличие от неявно принятого в [1] значения, величина параметра Z отлична от 1 и зависит от магнитного поля. Кроме

того, выражения для тензора проводимости содержат слагаемые, аналогичные полученным в более ранней, чем [1], работе Лифшица [21]. Полученные результаты данной работы объединяют и обобщают оба подхода.

Как показывает расчет, реально рассмотренный тип ОМС должен наблюдаться в слабых полях при низкой подвижности электронов. Анализ показывает, что качественно такие зависимости МС должны наблюдаться и в низкоразмерных электронных системах. Количественный расчет для этих систем будет проведен в следующей работе.

В традиционных полупроводниках (Si, Ge, GaAs) низкая подвижность реализуется при сильном легировании. В таких условиях возможно возникновение слабой локализации и интерпретация ОМС оказывается неоднозначной. Однако существует ряд полупроводников (типа GaN), которые имеют низкую подвижность в нелегированном состоянии. К ним, в частности, относится графит и, как можно предположить, нанотрубы из него. В таких полупроводниках ОМС должно наблюдаться даже в случае хорошего кристаллического совершенства образцов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке по межотраслевой научно-технической программе России „Физика твердотельных наноструктур“, проект № 97-1093/4.

Список литературы

- [1] E. Adams, T. Holstein. *J. Phys. Chem.*, **10**, 254 (1959) [Русск. пер.: Э. Адамс, Т. Гольштейн. В сб.: *Вопросы квантовой теории необратимых процессов* (М., ИЛ, 1961) с. 255].
- [2] A. Isihara, L. Smirčka. *J. Phys. C*, **19**, 6777 (1986).
- [3] С.С. Мурзин. *УФН*, **180**, 387 (2000).
- [4] Н.Г. Жданова, М.С. Каган, Е.Г. Ландсберг. *ЖЭТФ*, **117**, 761 (2000).
- [5] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснер. *ФТП*, **34**, 774 (2000).
- [6] В.И. Кадушкин, Е.В. Клышевич. *Изв. вузов. Физика*, **42**, 67 (1999).
- [7] G.M. Minkov, S.A. Negashev, O.E. Rut, A.V. Germanenko, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin, V.M. Danil'tsev. *Phys. Rev. B*, **61**, 13 172 (2000).
- [8] А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев. *ФТП*, **31**, 459 (1997).
- [9] А.Д. Виссер, В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, А.П. Сеничкин, Е.Л. Шангина. *Письма ЖЭТФ*, **59**, 339 (1994).
- [10] А.В. Елецкий. *УФН*, **167**, 945 (1997).
- [11] L. Langer, R. Bayot, E. Grivei, J.-P. Issi, J.P. Heremans, C.H. Olk, L. Stockman, C. Van Haesendonck, Y. Bruynseraede. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 479 (1996).
- [12] S.N. Song, X.K. Wang, R.P.H. Chang, J.B. Ketterson. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 697 (1994).
- [13] G. Baumgartner, M. Carrerd, L. Zuppiroli, W. Basca, W.A. de Heer, L. Forro. *Phys. Rev. B*, **65**, 6704 (1997).
- [14] S. Hikami, A.Larkin, Y. Nagaoka. *Progr. Theor. Phys.*, **63**, 707 (1980).

- [15] B. Altshuler, D. Khmel'nitskii, A. Larkin, P. Lee. *Phys. Rev. B*, **22**, 5142 (1980).
- [16] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, Д.Е. Хмельницкий, А.И. Ларкин. *ЖЭТФ*, **81**, 768 (1981).
- [17] A.P. Mills, A.P. Ramirez, X.P.A. Gao, L.N. Pfeiffer, K.W. West, S.H. Simon. *cond-mat/0101020* (2001).
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1989) гл. 15, с. 747.
- [19] А.И. Ахиезер, С.В. Пелетминский. *Методы статистической физики* (М., Наука, 1977) гл. 3–5.
- [20] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978) гл. 9, с. 514.
- [21] И.М. Лифшиц. *ЖЭТФ*, **3**, 774 (1956).

Редактор Т.А. Полянская

Kinetic theory of negative magnetoresistance as alternative to weak localization in semiconductors

V.E. Kaminskii

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
101999 Moscow, Russia

Abstract In a weak non-equilibrium electron gas approximation, both stationary and linear over the electric field kinetic equation solution has been obtained for one-electron density matrix in an arbitrary magnetic field. Deformation potential scattering case is considered. For the conductivity tensor expressions in the form of a sum over the magnetic field states are obtained. It is shown that in the absence of the magnetic field they coincide with classical ones. In a weak magnetic field the magnetoresistance of non-degenerate electron gas is positive for high mobility and is negative for low mobility. For intermediate mobility its sign changes as the magnetic field increases. Magnetoresistance of degenerate electron gas has a non-zero magnitude. In a quantizing magnetic field, it is the conductivity tensor that describes oscillations. Amplitude and the mean value of magnetoresistance value increase with both magnetic field and mobility.