Осцилляции кинетических коэффициентов в двумерной электронной системе со спин-орбитальным взаимодействием в переменном магнитном поле

© И.И. Ляпилин, А.Е. Патраков

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 29 ноября 2006 г.)

Изучен отклик двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием, выведенной из равновесия переменным магнитным полем сверхвысокой частоты, на постоянное измерительное электрическое поле. В качестве источников рассеяния рассматриваются точечные немагнитные примеси. Показано, что комбинированные переходы, происходящие под действием переменного магнитного поля, приводят к новым осцилляциям диагональных компонент тензора проводимости двумерного электронного газа.

PACS: 72.15.Gd, 72.20.My, 73.23.-b, 73.50.Pz, 71.70.Ej

1. Введение

В настоящее время принцип работы подавляющего большинства электронных устройств основан на использовании только кинетических степеней свободы электронов, а спиновые степени свободы игнорируются. Ситуация изменилась с появлением спинового транзистора [1], использующего связь спина с кинетическими степенями свободы через спин-орбитальное взаимодействие (СОВ).

Одной из главных задач полупроводниковой спинтроники (нового раздела электроники, использующего эффекты, связанные со спином) [2,3] в настоящее время является реализация управления спиновыми степенями свободы электронов. Возможность „манипулирования" спиновыми степенями свободы в двумерных системах ($Al_xGa_{1-x}As$) была продемонстрирована в [4] с использованием СВЧ-поля. Обзор текущего состояния спинтроники и ее практических приложений приведен в [5]. Дальнейшее развитие спинтроники (а значит, и построение квантовых компьютеров) в значительной мере зависит от разработки новых методов влияния на кинетические коэффициенты путем действия на спиновые степени свободы электронов проводимости. Один из таких подходов рассматривается в данной работе.

СОВ, связывающее спиновые и трансляционные степени свободы электронов, является одним из механизмов, позволяющих в какой-то мере воздействовать на спиновые степени свободы. Другими словами, СОВ представляет собой канал, по которому может происходить передача энергии от спиновой подсистемы к кинетической и наоборот. Это особенно наглядно видно в случае реализации комбинированного резонанса [6], когда поглощение энергии (как магнитной, так и электрической компоненты) СВЧ-поля приводит к резонансным переходам электронов между уровнями Ландау с изменением как орбитального, так и спинового квантового числа. Кроме того, становится возможным электродипольный переход на спиновой частоте. Другие кинетические эффекты, происходящие от СОВ, описаны в [7,8].

В данной работе исследуется отклик неравновесной электронной системы на постоянное измерительное электрическое поле в случае, когда исходная неравновесность электронной системы, создаваемая переменным магнитным СВЧ-полем, обусловлена отклонением от равновесного состояния спиновой подсистемы. Показано, что такое возмущение спиновой подсистемы в конечном итоге сказывается на кинетических коэффициентах зависящих от трансляционных степеней свободны электронов, в частности на тензоре проводимости.

2. Эффективный гамильтониан

Рассмотренная нами модель включает вклады от квантования Ландау и от микроволнового излучения (в длинноволновом пределе). В качестве источников рассеяния рассмотрены примесные центры, рассеяние на которых учитывается по теории возмущений.

Гамильтониан рассматриваемой системы состоит из кинетической энергии H_k, зеемановской энергии H_s в постоянном магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, СОВ H_{ks}, взаимодействия электронов с переменным магнитным $H_{eh}(t)$ и постоянным электрическим H^0_{ef} полями и с примесями H_{ev}, а также гамильтониана применей H_v:

$$\mathscr{H}(t) = H_k + H_s + H_{ks} + H_{eh}(t) + H^0_{ef} + H_v + H_{ev}, \quad (1)$$

$$H_k = \sum_j \frac{\left(\mathbf{P}_j - (e/c)\mathbf{A}(\mathbf{r}_j)\right)^2}{2m}, \quad H_s = -\hbar\omega_s \sum_j S^z_j. \quad (2)$$

S^α_i и $p^\alpha_i = P^\alpha_i - (e/c)A^\alpha(\mathbf{r}_i)$ — компоненты оператора спина и кинетического импульса i-го электрона, причем $[p^\alpha_i, p^\beta_j] = -i\delta_{ij}m\hbar\omega_c\varepsilon_{\alpha\beta z}$, $\omega_c = |e|H/mc$ — циклотронная частота, $\omega_s = g\mu_0 H/\hbar$, μ_0 — магнетон Бора.

СОВ, реализующееся в квантовых ямах, как правило, связано с симметрией квантовой ямы [9,10]. В квантовых ямах на основе GaAs взаимодействия Рашбы [9] и Дрессельхауза [10] одного порядка, в то время как в структурах на основе узкощелевых полупроводников (InAs) вклад [9] является доминирующим. Конкретизируем вид взаимодействия H_{ks}, полагая, что это взаимодействие Дрессельхауза [10], которое в двумерном случае отлично от нуля уже в линейном приближении по электронному импульсу:

$$H_{ks}(p) = \frac{\beta}{2}\sum_j (S_j^+ p_j^+ + S_j^- p_j^-), \qquad (3)$$

$$S^\pm = S^x \pm iS^y, \quad p^\pm = p^x \pm ip^y.$$

Здесь β — константа СОВ.

Для построения эффективного взаимодействия, ответственного за резонансные переходы на комбинированных частотах, воспользуемся тем обстоятельством, что СОВ является в определенном смысле малой величиной. Выполним зависящее от импульса каноническое преобразование гамильтониана (1), устраняющее взаимодействие кинетических и спиновых степеней свободы электронов. При этом преобразуются и остальные члены гамильтониана, описывающие взаимодействие электронов с решеткой и внешними полями. Возникающее в этом случае эффективное взаимодействие электронов системы с внешними полями приводит к резонансному поглощению энергии поля не только на частоте парамагнитного резонанса ω_s и циклотронного резонанса ω_c, но и частотах, представляющих собой линейные комбинации частот ω_s и ω_c. Калибровочно-инвариантная теория, описывающая такие резонансные переходы, развита в работе [11].

С точностью до линейных по $T(p)$ членов имеем

$$\widetilde{\mathscr{H}} = e^{-iT(p)}\mathscr{H}e^{iT(p)} \approx \mathscr{H} - i[T(p), \mathscr{H}]. \qquad (4)$$

Оператор канонического преобразования $T(p)$ определим из условия, что в результате преобразования подсистемы k и s будут независимыми [12]:

$$H_{ks}(p) - i[T(p), H_0] = 0, \quad H_0 = H_k + H_s. \qquad (5)$$

Нетрудно убедиться, что это требование будет удовлетворено, если

$$T(p) = -\frac{1}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{0} dt e^{\varepsilon t} e^{iH_0 t/\hbar} H_{ks}(p) e^{-iH_0 t/\hbar}, \quad \varepsilon \to +0, \qquad (6)$$

что в случае взаимодействия Дрессельхауза сводится к выражению

$$T(p) = -\frac{\beta}{2i\hbar(\omega_c + \omega_s)}\sum_j (S_j^+ p_j^+ - S_j^- p_j^-). \qquad (7)$$

Преобразованный гамильтониан системы имеет вид

$$\widetilde{\mathscr{H}}(t) = H_0 + H_{ef}^0 + H_{eh}(t) - i[T(p), H_{eh}(t) + H_{ef}^0 + H_{ev}], \qquad (8)$$

$$H_0 = H_k + H_s + H_v + H_{ev}.$$

Используя явный вид оператора $T(p)$, найдем эффективное взаимодействие $H_{eh,1}(t) = -i[T(p), H_{eh}(t)]$ электронов с переменным магнитным полем, ответственное за комбинированные переходы,

$$H_{eh,1}(t) = \frac{\beta g \mu_0}{2\hbar(\omega_c + \omega_s)} \times \left\{T^{z+}H^+(t) + T^{z-}H^-(t) - (T^{++} + T^{--})H^z(t)\right\}, \qquad (9)$$

где

$$T^{\alpha\beta} = \sum_i S_i^\alpha p_i^\beta.$$

Из формулы (9) следует, что эффективное взаимодействие $H_{eh,1}(t)$ приводит к комбинированным переходам на частотах ω_c и $\omega_c + \omega_s$, тогда как взаимодействие спиновых степеней электронов проводимости с переменным магнитным полем $H_{eh}(t)$ приводит к переходам на частоте ω_s. Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать отклик неравновесной системы на измерительное электрическое поле, в котором определяющим является вклад, обусловленный кинетическими степенями свободы, при дальнейшем рассмотрении ограничимся учетом только эффектного взаимодействия.

3. Обратное время релаксации импульса

Полагаем, что исходная неравновесность системы создана вследствие поглощения СВЧ-излучения и может быть описана распределением $\bar{\rho}(t)$. Если на рассматриваемую систему действует дополнительное возмущение, то в системе будет сформировано новое неравновесное состояние, для описания которого необходим расширенный набор базисных операторов. Новое неравновесное распределение определим неравновесным статистическим оператором $\rho(t)$. Задача заключается в нахождении отклика неравновесной системы на слабое измерительное поле. Оператор $\rho(t)$ запишем, пользуясь интегральным уравнением для НСО [13]. В линейном приближении по внешнему полю $\mathbf{E}$ имеем

$$\rho(t) = \bar{\rho}(t) - \int\limits_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\varepsilon t_1} U(t + t_1) iL_{ef}^0 \rho(t + t_1) U^+(t + t_1),$$

$$iL_{ef}^0 A = \frac{1}{i\hbar}[A, H_{ef}^0]. \qquad (10)$$

Оператор $\bar{\rho}(t)$ удовлетворяет уравнению Лиувилля с бесконечно малым источником в правой части, решение которого можно записать в виде

$$\bar{\rho}(t) = \rho_q(t) - \int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\varepsilon t_1} U(t+t_1) \Big\{ \frac{\partial}{\partial t} + iL(t) \Big\} \rho_q(t+t_1) U^+(t+t_1),$$

$$iL(t)A = \frac{1}{i\hbar}[A, H(t)], \qquad (11)$$

где $U(t_1)$ — оператор эволюции с гамильтонианом $H(t)$, $\rho_q(t) = \exp\{-S(t)\}$ — квазиравновесный статистический оператор, $S(t)$ — оператор энтропии.

Описывая состояние неравновесной системы средними значениями операторов $H_k, \mathbf{p}, H_s, N, H_v$, ($N$ — оператор числа электронов), для оператора энтропии системы получаем

$$S(t) = \Phi(t) + \beta_k \big(H_k - \mathbf{V}(t)\mathbf{p} - \mu' N\big) + \beta_s H_s + \beta H_v = S^0 + \Delta S(t),$$

$$\Delta S(t) = -\beta_k \mathbf{V}(t)\mathbf{p}, \qquad (12)$$

где β_k, β_s, $\mu' = \mu - mV^2/2$, $\mathbf{V}, \beta$ — параметры термодинамически сопряженные средним значениям введенных операторов, имеющие смысл обратных эффективных температур подсистем кинетических и спиновых степеней свободы электронов, химического потенциала, дрейфовой скорости и обратной равновесной температуры решетки. Введение эффективных температур позволяет рассматривать эффекты „разогрева“ электронной и спиновой подсистем электронов внешними полями.

В рамках данного рассмотрения задача вычисления аддмитанса $\chi_{BA}(t,\omega)$, соответствующего произвольному оператору B, может быть сведена к нахождению транспортной матрицы $T_{BA}(t,\omega)$, которая в неравновесном случае играет такую же роль, как и в случае отклика равновесной системы:

$$\chi_{BA}(t,\omega) = \chi_{BA}(t,0)\,\frac{T_{BA}(t,\omega) + \varepsilon}{T_{BA}(t,\omega) + \varepsilon - i\omega}, \qquad (13)$$

$$\chi_{BA}(t,0) = \langle B, A\rangle, \quad T_{BA} = \frac{1}{\langle B, A\rangle^{\omega}}\,\langle B, \dot{A}\rangle^{\omega}. \qquad (14)$$

Здесь

$$\langle B, A\rangle = -\frac{1}{i\hbar}\int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{\varepsilon t_1} \mathrm{Sp}\big\{B e^{it_1 L}[A, \bar{\rho}(t+t_1, 0)]\big\}, \qquad (15)$$

$$\langle B,A\rangle^{\omega} = -\frac{1}{i\hbar}\int_{-\infty}^{0} dt_1 e^{(\varepsilon - i\omega)t_1} \times \int_{-\infty}^{0} dt_2 e^{\varepsilon t_2} \mathrm{Sp}\big\{B e^{i(t_1+t_2)L}[A, \bar{\rho}(t+t_1+t_2, 0)]\big\}. \qquad (16)$$

Действительная часть транспортной матрицы определяет частоту релаксации импульсов неравновесных электронов.

При вычислении неравновесного отклика электронной системы на измерительное электрическое поле зависимость эффективного взаимодействия $H_{eh,1}(t)$ от времени приводит к „техническим“ трудностям. Поэтому целесообразно провести еще одно каноническое преобразование $W_2(t)$, устраняющее взаимодействие $H_{eh,1}(t)$ из эффективного гамильтониана. Явный вид канонического преобразования $W_2(t)$ будем искать, исходя из требования, чтобы оно исключало $H_{eh,1}(t)$ из эффективного гамильтониана системы без примесей:

$$W_2^{\dagger}(t)\Big(-i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + H_k + H_s + H_{eh,1}(t)\Big)W_2(t) = -i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + H_k + H_s. \qquad (17)$$

Оператор канонического преобразования представим в виде

$$W_2(t) = \exp\big(iT_2(t)\big). \qquad (18)$$

$T_2(t)$ будем искать в виде

$$T_2(t) = \eta^{z-}(t)T^{z-} + \eta^{z+}(t)T^{z+} + \eta^{++}(t)T^{++} + \eta^{--}(t)T^{--}, \qquad (19)$$

где параметры $\eta^{\alpha\beta}(t)$ подлежит определению.

Рассмотрение случая произвольно поляризованного излучения является достаточно громоздким. В связи с этим в дальнейшем ограничимся рассмотрением частных случаев: „продольного“, когда магнитное поле излучения направлено вдоль оси z и изменяется по закону косинуса:

$$\mathbf{H}(t) = \big(0, 0, H^z(t)\big), \quad H^z(t) = \frac{\hbar\omega_{1s}}{g\mu_0}\cos\omega t,$$

и „поперечного“, если магнитное поле излучения циркулярно поляризовано в плоскости двумерного электронного газа:

$$\mathbf{H}(t) = \big(H^x(t), H^y(t), 0\big), \quad H^{\pm} = \frac{\hbar\omega_{1s}}{g\mu_0}\,e^{\pm i\omega t}.$$

Решения (17)–(19) в линейном приближении по константе СОВ можно представить в следующем виде: продольный случай —

$$\eta^{\pm\pm}(t) = \pm\frac{\beta\omega_{1s}}{4i\hbar(\omega_c+\omega_s)}\left(\frac{e^{i\omega t}}{\omega_c+\omega_s\pm\omega} + \frac{e^{-i\omega t}}{\omega_c+\omega_s\mp\omega}\right),$$

$$\eta^{z\pm}(t) = 0; \qquad (20)$$

поперечный случай —

$$\eta^{z\pm}(t) = \mp\frac{i\beta\omega_{1s}}{2\hbar(\omega_c+\omega_s)(\omega+\omega_c)}\,e^{\pm i\omega t},$$

$$\eta^{\pm\pm}(t) = 0. \qquad (21)$$

В результате канонического преобразования $W_2(t)$ происходит перенормировка взаимодействия электронов с примесями. Для нахождения перенормированного гамильтониана электрон-примесного взаимодействия достаточно вычислить $W_2^\dagger(t)\exp(i\mathbf{qr}_j)W_2(t)$. В линейном приближении по $T_2(t)$ получаем

$$W_2^\dagger(t)\exp(i\mathbf{qr}_j)W_2(t)=\exp(i\mathbf{qr}_j)\Big(1-i\hbar\big(\eta^{++}(t)S_j^+q^+ + \eta^{--}(t)S_j^-q^- + \eta^{z+}(t)S_j^zq^+ + \eta^{z-}(t)S_j^zq^-\big)\Big). \qquad (22)$$

Скорость изменения импульса электронов за счет этого взаимодействия найдем, вычислив коммутатор оператора импульса и гамильтониана электрон-примесного взаимодействия. В продольном случае имеем

$$\dot p^{\pm}_{(\tilde v)} = \dot p^{\pm}_{(v)} + i\sum_{\mathbf{q}j}\sum_{k,l=\pm1}\frac{\beta\omega_{1s}V(q)\rho(q)}{4(\omega_c+\omega_s)(\omega_c+\omega_s+kl\omega)} \times kq^kq^{\pm}S_j^k\exp(il\omega t)\exp(i\mathbf{qr}_j); \qquad (23)$$

а в поперечном случае —

$$\dot p^{\pm}_{(\tilde v)} = \dot p^{\pm}_{(v)} - i\sum_{\mathbf{q}j}\sum_{l=\pm1}\frac{\beta\omega_{1s}V(q)\rho(q)}{2(\omega_c+\omega_s)(\omega+\omega_c)} \times lq^lq^{\pm}S_j^z\exp(il\omega t)\exp(i\mathbf{qr}_j). \qquad (24)$$

Итак, в результате канонического пребразования $W_2(t)$ гамильтониан электрон-примесного взаимодействия приобрел ваременну́ю зависимость. В такой канонически преобразованной системе воздействие примесей эквивалентно действию когерентного осциллирующего поля, приводящего к резонансным переходам.

Применяя рассмотренную технику вычисления неравновесного отклика [13], для частоты релаксации импульса получаем

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{2mnT}\,\mathrm{Re}\,\frac{1}{i\hbar}\int_{-\infty}^{0}dt_1e^{(\varepsilon-\omega_1)t_1}\int_{-\infty}^{0}dt_2e^{\varepsilon t_2} \times \int_0^1 d\lambda A(\lambda, t_1+t_2), \qquad (25)$$

$$A(\lambda, t_1+t_2) = \mathrm{Sp}\big\{\dot p^+_{(\tilde v)}e^{iL_0(t_1+t_2)}\rho_q^\lambda[\dot p^-_{(\tilde v)}(t+t_1+t_2), H_k+H_s]\rho_q^{1-\lambda}\big\}, \qquad (26)$$

$$p^\alpha_{(\tilde v)} = \frac{1}{i\hbar}[p^\alpha, \tilde H_{ev}].$$

Здесь T — общая температура кинетической и спиновой подсистем, которую можно ввести, пренебрегая эффектами „разогрева“.

Раскроем выражение (26), используя явный вид перенормированного взаимодействия электронов с примесями $\tilde H_{ev}$. В продольном случае имеем

$$A(\lambda, t_1+t_2) = \sum_{\mathbf{q}jj'}\sum_{k,l=\pm1}|V(\mathbf{q})|^2N_i\frac{\beta^2\omega_{1s}^2e^{-il\omega(t_1+t_2)}}{16(\omega_c+\omega_s)^2(\omega_c+\omega_s+kl\omega)^2}q^4 \times \mathrm{Sp}\big\{S_j^k\exp(i\mathbf{qr}_j)e^{iL_0(t_1+t_2)} \times \rho_q^\lambda[S_{j'}^{-k}\exp(-i\mathbf{qr}_{j'}), H_k+H_s]\,\rho_q^{1-\lambda}\big\}, \qquad (27)$$

а в поперечном случае —

$$A(\lambda, t_1+t_2) = \sum_{\mathbf{q}jj'}\sum_{l=\pm1}|V(\mathbf{q})|^2N_i\frac{\beta^2\omega_{1s}^2e^{-il\omega(t_1+t_2)}}{4(\omega_c+\omega_s)^2(\omega_c+\omega)^2}q^4 \times \mathrm{Sp}\big\{S_j^z\exp(i\mathbf{qr}_j)e^{iL_0(t_1+t_2)} \times \rho_q^\lambda[S_{j'}^z\exp(-i\mathbf{qr}_{j'}), H_k+H_s]\rho_q^{1-\lambda}\big\}. \qquad (28)$$

Дальнейшие вычисления сводятся к переходу ко вторичному квантованию, усреднению Ферми-операторов по теореме Вика и последовательному вычислению интегралов. Получаем

$$\int_0^1 d\lambda A(\lambda, t_1+t_2) = \sum_{\mathbf{q}\mu\nu}\sum_{l=\pm1}\frac{T|V(\mathbf{q})|^2N_i\beta^2\omega_{1s}^2q^4}{4(\omega_c+\omega_s)^2} \times (f_\nu - f_\mu)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}(t_1+t_2)(\varepsilon_\nu-\varepsilon_\mu-l\hbar\omega)\right\} \times \begin{cases}\sum\limits_{k=\pm1}\frac{|(S^ke^{i\mathbf{qr}})_{\nu\mu}|^2}{4(\omega_c+\omega_s+kl\omega)^2} & \text{(продольный случай)},\\ \frac{|(S^ze^{i\mathbf{qr}})_{\nu\mu}|^2}{(\omega_c+\omega)^2} & \text{(поперечный случай)}.\end{cases} \qquad (29)$$

Здесь f — распределение Ферми–Дирака; а ν и μ — состояния электронов в постоянном магнитном поле, характеризующиеся номером уровня Ландау n, x-проекцией волнового вектра k^x и z-проекцией спина s^z. Кроме того, $S^k = S^\pm$ при $k=\pm1$.

Выполняя последовательно вычисление интегралов по t_1 и t_2 и переходя далее к пределу $\omega_1\to0$, $\varepsilon\to+0$ (нас интересует отклик на нулевой частоте), получаем вызванную излучением поправку к частоте релаксации импульса

$$\Delta\left(\frac{1}{\tau}\right) = -\frac{\pi\hbar}{2mn}\sum_{\mathbf{q}\mu\nu}\sum_{l=\pm1}\frac{|V(\mathbf{q})|^2N_i\beta^2\omega_{1s}^2q^4(f_\nu-f_\mu)}{4(\omega_c+\omega_s)^2} \times \frac{\partial}{\partial\varepsilon_\mu}\delta(\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu+l\hbar\omega) \times \begin{cases}\sum\limits_{k=\pm1}\frac{|(S^ke^{i\mathbf{qr}})_{\nu\mu}|^2}{4(\omega_c+\omega_s+kl\omega)^2} & \text{(продольный случай)},\\ \frac{|(S^ze^{i\mathbf{qr}})_{\nu\mu}|^2}{(\omega_c+\omega)^2} & \text{(поперечный случай)}.\end{cases} \qquad (30)$$

Матричный элемент, входящий в (30), вычисляется на волновых фунциях

$$\psi_\nu \equiv \psi_{nk^xS^z} = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \pi^{1/2} l}} \exp(ik^x x) \times \exp\left(-\frac{(y-y_0)^2}{2l^2}\right) H_n \left(\frac{y-y_0}{l}\right) \chi_{s^z}. \quad (31)$$

Здесь $y_0 = l^2k^x$ — координата центра циклотронной орбиты, χ_{s^z} — собственая функция оператора z-проекции спина. Имеем следующее выражение:

$$|\langle n_\nu k_\nu^x| \exp(i\mathbf{qr})|n_\mu k_\mu^x\rangle|^2 = \delta_{k_\mu^x, q_x+k_\nu^x} \langle n_\nu | \exp(i\mathbf{qr})|n_\mu\rangle|^2 \equiv \delta_{k_\mu^x, q_x+k_\nu^x} \exp\left(-\frac{l^2q^2}{2}\right) \frac{(\min(n_\nu, n_\mu))!}{4(\max(n_\nu, n_\mu))!} \times \left(\frac{l^2q^2}{2}\right)^{|n_\nu - n_\mu|} \left(L_{\min(n_\nu,n_\mu)}^{|n_\nu-n_\mu|}\left(\frac{l^2q^2}{2}\right)\right)^2. \quad (32)$$

Выполняя интегрирование по $\mathbf{q}$, получаем

$$\int_0^\infty d(q^2) q^4 \exp\left(-\frac{l^2q^2}{2}\right)\left(-\frac{l^2q^2}{2}\right)^{|n_\nu-n_\mu|} \times \left(L_{\min(n_\nu,n_\mu)}^{|n_\nu-n_\mu|}\left(\frac{l^2q^2}{2}\right)\right)^2 = \frac{8}{l^6} \frac{(\max(n_\nu, n_\mu))!}{(\min(n_\nu, n_\mu))!} \times \left(n_\nu^2 + n_\mu^2 + 3(n_\nu + n_\mu) + 4n_\nu n_\mu + 2\right). \quad (33)$$

Сингулярность в правой части (30) устраняется, как обычно, уширением уровней Ландау вследствие рассеяния электронов на примесях [14]. Вычисляя интеграл по энергии в случае $T > \Gamma$ (Γ — ширина уровня Ландау), получаем

$$\int d\mathscr{E} \frac{\partial}{\partial \mathscr{E}} D_\nu(\mathscr{E} \pm \hbar\omega) D_\mu(\mathscr{E}) = -\frac{\pi^{3/2}(\varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu \pm \hbar\omega)}{4\Gamma^3} \times \exp\left(-\frac{(\varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu \pm \hbar\omega)^2}{4\Gamma^2}\right). \quad (34)$$

Для точечных примесей, когда $V(q) = V$ не зависит от q, поправка к обратному времени релаксации имеет вид

$$\Delta\left(\frac{1}{\tau}\right) = \sum_{n_\mu n_\nu S_\mu^z S_\nu^z} \sum_{l=\pm 1} \frac{\pi^{1/2}\hbar\Delta\varepsilon |V|^2 N_i \beta^2 \omega_{1s}^2 \left(f(\varepsilon_\nu) - f(\varepsilon_\mu)\right)}{32mnl^8\Gamma^3(\omega_c + \omega_s)^2} \times \exp\left(-\frac{(\Delta\varepsilon)^2}{4\Gamma^2}\right)\left(n_\nu^2 + n_\mu^2 + 3(n_\nu + n_\mu) + 4n_\nu n_\mu + 2\right) \times \begin{cases} \sum\limits_{k=\pm 1} \frac{|\langle S_\nu^z|S^k|S_\mu^z\rangle|^2}{4(\omega_c+\omega_s+kl\omega)^2} & \text{(продольный случай)}, \\ \frac{|\langle S_\nu^z|S^z|S_\mu^z\rangle|^2}{(\omega_c+\omega)^2} & \text{(поперечный случай)}, \end{cases} \quad (35)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_\mu - \varepsilon_\nu + l\hbar\omega$, $\varepsilon_\mu = (n_\mu + 1/2)\hbar\omega_c + S_\mu^z\hbar\omega_s$.

4. Численный анализ

Используя выражение для частоты релаксации импульса, можно записать и выражение для диагональных компонент тензора электропроводности $\sigma_{xx} = (nm^{-1}e^2\tau)/(\omega_c^2\tau^2 + 1)$, что при высокой подвижности электронов сводится к выражению $ne^2/(m\omega_c^2\tau)$.

Как в продольном, так и в поперечном случае диагональные компоненты тензора электропроводности содержат множитель

$$K = \sum_{n_\mu n_\nu} \left(f(\varepsilon_\nu) - f(\varepsilon_\mu)\right)\Delta\varepsilon \exp\left(-\frac{(\Delta\varepsilon)^2}{4\Gamma^2}\right) \times \left(n_\nu^2 + n_\mu^2 + 3(n_\nu + n_\mu) + 4n_\nu n_\mu + 2\right), \quad (36)$$

являющийся осциллирующей функцией отношения ω/ω_c.

Численные расчеты по формуле (36) были проведены при следующих значениях параметров: $m = 0.067m_0$

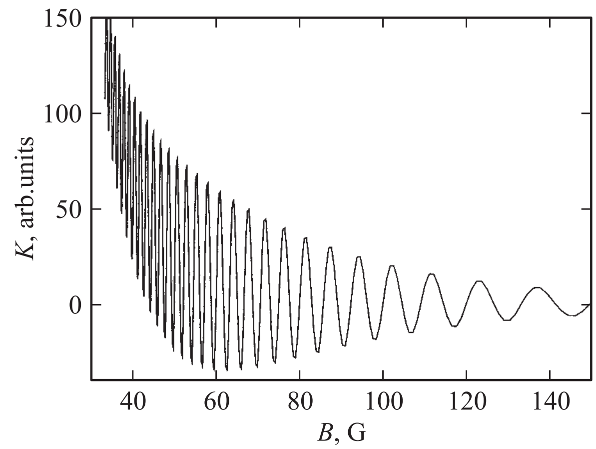

Рис. 1. Зависимость множителя K (см. (36)) от индукции магнитного поля при частоте излучения 50 GHz и подвижности двумерных электронов $\mu = 1.0 \cdot 10^7\,\mathrm{cm^2/V\cdot s}$.

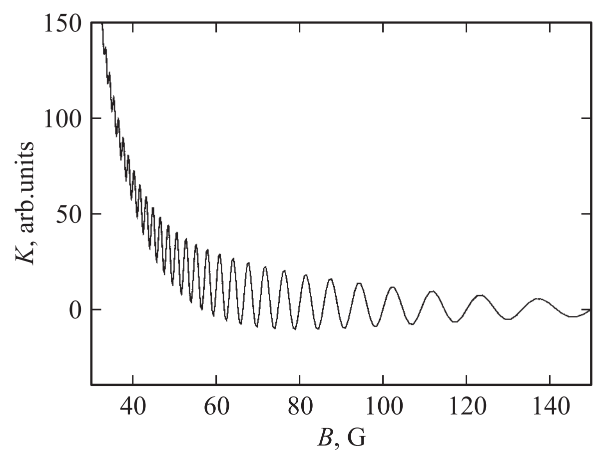

Рис. 2. Зависимость множителя K (см. (36)) от индукции магнитного поля при частоте излучения 50 GHz и подвижности двумерных электронов $\mu = 0.8 \cdot 10^7\,\mathrm{cm^2/V\cdot s}$.

(m_0 — масса свободного электрона), энергия Ферми $\mathscr{E}_F = 10\,\text{meV}$, подвижность двумерных электронов $\mu = 1.0 \cdot 10^7\,\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, концентрация электронов $n = 3 \cdot 10^{11}\,\text{cm}^{-2}$. Частота СВЧ-излучения $f = 50\,\text{GHz}$, температура $T \approx 2.4\,\text{K}$. Магнитное поле варьировалось в пределах $0.02-0.3\,\text{T}$, спины в состояниях μ и ν направлены вверх (изменение их направления не оказывает существенного влияния на вид этого множителя). График зависимости K от индукции магнитного поля при таких значениях параметров приведен на рис. 1. При уменьшении подвижности электронов до $\mu = 0.8 \cdot 10^7\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, как видно из рис. 2, амплитуда осцилляций значительно уменьшается вследствие увеличения Γ.

5. Заключение

Изучен отклик неравновесной двумерной электронной системы с СОВ на постоянное измерительное электрическое поле в случае, когда исходная неравномерность создается переменным магнитным СВЧ-полем, приводящим к комбинированным переходам. В рамках развитой теории показано, что возмущение спиновой подсистемы электронов существенным образом сказывается на кинетических коэффициентах и приводит, например, к осцилляциям диагональных компонент тензора проводимости двумерного электронного газа с высокой $(\sim 10^7\,\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s})$ подвижностью. Рассмотренный новый эффект по своей природе аналогичен эффекту, наблюдаемому в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [15,16]. Однако в отличие от последнего проявление осцилляционной картины в нашем случае существенным образом обусловлено СОВ, имеющим место в данных структурах.

Список литературы

[1] B. Das, D.C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W.P. Hong, P.K. Bhattacharya, M. Jaffe. Phys. Rev. B **39**, 1411 (1989).
[2] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnár, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger. Science **294**, 1488 (2001).
[3] S. Das Sarma, J. Fabian, X. Hu, I. Zutic. Solid State Commun. **119**, 207 (2001).
[4] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awshalom. Phys. Rev. Lett. **93**, 176 601 (2004).
[5] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
[6] Э.И. Рашба. УФИ **84**, 557 (1964).
[7] P.R. Hammar, M. Johnson. Phys. Rev. B **61**, 7207 (2000).
[8] Л.С. Левитов, Ю.В. Назаров, Г.М. Элиашберг. ЖЭТФ **88**, 229 (1985).
[9] Yu.A. Bychkov, E.I. Rashba. J. Phys. C **17**, 6093 (1984).
[10] G. Dresselhaus. Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
[11] В.П. Калашников. ТМФ **5**, 2293 (1970).
[12] В.П. Калашников, И.И. Ляпилин. ТМФ **18**, 273 (1974).
[13] В.П. Калашников. ТМФ **9**, 94 (1971).
[14] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys. **54**, 438 (1982).
[15] M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Cond-mat/0210034; Phys. Rev. Lett. **90**, 046 807 (2003); EP2S-15, Nara, Japan (2003).
[16] R.G. Mani, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W.B. Johnson, V. Umansky. Nature **420**, 646 (2002); cond-mat/0306388; 26th Int. Conf. Phys. of Semicond. Edinburg (2002); Ep2S-15. Nara, Japan (2003).