

СДВИГОВЫЙ ТОК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ

Ю.Б.Лянда-Геллер

Показано, что аномальный эффект Холла и поверхностный циркулярный ФГЭ помимо асимметрии рассеяния связаны со сдвигом носителей в реальном пространстве при квантовых переходах. Сдвиг возможен для частиц, описываемых уравнением Дирака, и блоховских носителей. В p -Ge сдвиговый ток дает существенный вклад в циркулярную фотопроводимость.

В условиях ориентации носителей по спину возникает аномальный эффект Холла¹⁻³, циркулярный поверхностный ФГЭ и циркулярная фотопроводимость^{4,5}. Считается, что эти эффекты вызваны появлением направленной скорости вследствие азимутальной асимметрии^{6,7} рассеяния носителей.

Однако причиной тока может быть и смещение носителей в реальном пространстве. В момент любого квантового перехода $l\mathbf{p} \rightarrow l'\mathbf{p}'$ центр тяжести волнового пакета носителей претерпевает сдвиг

$$\mathbf{R}_{l'\mathbf{p}', l\mathbf{p}} = -\hbar(\nabla_{\mathbf{p}'} + \nabla_{\mathbf{p}}) \Phi_{l'\mathbf{p}', l\mathbf{p}} + \vec{\Omega}_{l'\mathbf{p}'} - \vec{\Omega}_{l\mathbf{p}}. \quad (1)$$

Здесь индексы l и l' могут включать в себя значение проекции спина и номер зоны, \mathbf{p} -импульс или квазиимпульс носителей, $\Phi_{l'\mathbf{p}', l\mathbf{p}}$ — фаза матричного элемента перехода, $\vec{\Omega}_{l\mathbf{p}} = i\hbar \int d\mathbf{r} u_{l\mathbf{p}}^* \nabla_{\mathbf{p}} u_{l\mathbf{p}}$ — диагональная по импульсу часть матричного элемента координаты, $u_{l\mathbf{p}}$ — блоховская амплитуда электрона в кристалле или дираковский спинор.

Формула (1) получена в работе ⁸, где спин носителей не учитывался, и сдвиг считался возможным только в кристаллах без центра инверсии. Учет спина носителей делает сдвиг возможным в кристаллах любой симметрии и изотропной среде.

При наличии потока частиц, связанного с электрическим полем, неоднородностью освещения, и т.д., такой сдвиг приводит, во-первых, к вкладу в указанные выше эффекты ¹⁻⁵, списываемому формулой

$$j = e \sum_{l, p'} W_{l', p', l, p} R_{l', p', l, p}, \quad (2)$$

где $W_{l', p', l, p}$ — вероятность квантового перехода с учетом заселенности состояний. Формально ток (2) связан с недиагональными элементами матрицы плотности, которые учитывались в ^{2,3}. Однако физический смысл этих слагаемых оставался невыясненным.

Во-вторых, сдвиги приводят к обусловленному направленной скоростью баллистическому вкладу в ток, не связанному с асимметрией рассеяния, но определяемому обычным соотношением

$$j = e \sum_{l, p} v_{l, p} f_{l, p}^{(as)}. \quad (3)$$

Для расчета такого вклада, например, в аномальный эффект Холла, следует учесть влияние рассеяния на скорость изменения функции распределения в постоянном электрическом поле. Для упругого рассеяния

$$f_p^{(as)} = \sum_{p'} W_{p', p} e E R_{p', p} \frac{\partial f_p^{(0)}}{\partial \epsilon_p} \tau_p. \quad (4)$$

Причиной возникновения $f_p^{(as)}$ является изменение потенциальной энергии на величину $e E R_{p', p}$ при сдвиге $R_{p', p}$. Так как полная энергия остается постоянной, то соответственно изменяется кинетическая энергия ϵ_p и импульс носителей, а следовательно и их функция распределения. Величина такого баллистического вклада, индуцированного смещением носителей, параметрически совпадает с величиной сдвигового тока (2) и в общем случае не имеет малости по сравнению с эффектом, связанным с асимметрией рассеяния, который возникает за рамками борновского приближения.

Интересно, что в момент включения электрического поля носитель приобретает скорость $\delta v_{l, p} = -e \sum_{l, p} [E \times \text{rot}_p \vec{\Omega}_{l, p}]$, что в отсутствие рассеяния привело бы к току

$$j = -e^2 \sum_{l, p} f_{l, p} [E \times \text{rot}_p \vec{\Omega}_{l, p}]. \quad (5)$$

Ток (5) равен по величине, но противоположен по направлению сумме компонент сдвигового тока (2) и баллистического тока, определяемого формулами (3,4), содержащих разность $\vec{\Omega}_{l', p'} - \vec{\Omega}_{l, p}$. Все они являются следствием начальных условий и не дают вклада в стационарный ток.

В результате эффект обусловлен только составляющими сдвигов в реальном пространстве, содержащими градиент фазы матричных элементов переходов. При этом инвариантность тока относительно выбора фазы волновых функций сохраняется и может быть установлена с помощью кинетического уравнения, так как в стационарном состоянии все квантовые переходы образуют замкнутый цикл.

Рассмотрим теперь конкретные ситуации.

При рассеянии носителей происходит их сдвиг в направлении, перпендикулярном спину носителей s и импульсу, переданному примеси или фонону. Так, при рассеянии на кулоновском центре сдвиг частицы, описываемой уравнением Дирака, имеет вид

$$R_{p', p} = \hbar [s \times (p' - p)] / 2m^2 c^2. \quad (6)$$

В модели Кейна сдвиг $R_{p'p}$ для электрона определяется формулой, отличающейся от (6) заменой $(mc)^2$ на $\frac{4}{3} \gamma P_{cv}^2 / E_g^2$, где E_g — ширина запрещенной зоны, P_{cv} — межзонный матричный элемент, а константа γ зависит от соотношения между E_g и спин-орбитальным расщеплением валентной зоны Δ :

$$\gamma = 1, \text{ если } \Delta \gg E_g \quad \text{или} \quad \gamma = 2\Delta / E_g \text{ если } \Delta \ll E_g.$$

Обусловленный таким сдвигом вклад в аномальный эффект Холла на поляризованных электронах в полупроводниках при малых концентрациях примесей $Na_B^3 < 0,02$, соответствующих экспериментальным условиям⁹, оказывается на порядок меньше баллистического вклада¹, обусловленного асимметрией рассеяния.

Однако при оптических переходах между ветвями вырожденной валентной зоны сдвиговые вклады существенны. При таких переходах дырка смещается в направлении, перпендикулярном ее импульсу и моменту, переданному фотоном, на величину порядка ее длины волны:

$$R_{2M_p, 1M'_p} = -3\gamma^2 \hbar [\vec{k} \times \mathbf{p}] \delta_{M, M' \pm 1} / |(\mathbf{e}\mathbf{p})_{2M_p, 1M'_p}|^2. \quad (7)$$

Здесь \mathbf{e} — вектор поляризации света, $(\mathbf{e}\mathbf{p})$ — матричный элемент перехода между подзонами, γ_2 — константа гамильтониана Латтинжера, псевдовектор $\vec{k} = P_{\text{цирк}} \mathbf{q} / q$ определяет степень циркулярной поляризации света $P_{\text{цирк}}$, \mathbf{q} — волновой вектор фотона, M и M' — проекции углового момента на направление импульса \mathbf{p} . При освещении р-Ge CO₂-лазером ($\hbar\omega = 117$ мэВ) в случае $T = 300$ К расчет вкладов, связанных со смещением (7), дает величину тока $j_{\text{сдв}} = 10^{-9}$ А / (Вт × В/см). Направленная скорость носителей при прямых переходах не возникает, и баллистический ток в данных условиях появляется при переходах между ветвями с участием оптических фононов, т.е. связан с квантовыми поправками по параметру $(\hbar / \tau_p) / E_{\text{кин}}$ (τ_p — время релаксации импульса, $E_{\text{кин}}$ — характерная энергия дырок). При этом, поскольку он также пропорционален τ_p , то его величина параметрически не отличается от $j_{\text{сдв}}$, и таким образом, сдвиговый вклад в этой ситуации в существенной мере определяет величину циркулярной фотопроводимости.

В заключение я выражаю искреннюю благодарность Г.Е.Пикусу, инициировавшему эту работу, а также В.Л.Гуревичу, Е.Л.Ивченко, В.И.Перелю и И.Н.Ясиевич за полезное обсуждение ряда вопросов.

Литература

1. Абакумов В.Н., Ясиевич И.Н. ЖЭТФ, 1971, 61, с. 2571.
2. Luttinger J.M. Phys. Rev., 1958, 112, 739.
3. Гуревич Л.Э., Ясиевич И.Н. ФТТ, 1963, 5, с.2620.
4. Белиничер В.И., Новиков В.Н. ФТП, 1981, 15, с.1957.
5. Аверкиев Н. С., Дьяконов М.И. ФТП, 1983, 17, с.629.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1973.
7. Мотт Н., Месси А. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.
8. Белиничер В.И., Ивченко Е.Л., Стурман Б.И. ЖЭТФ, 1982, 83, с.649.
9. Бакун А.А., Захарченя Б.П., Рогачев А.А., Ткачук М.Н., Флейшер В.Г. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с. 464.