Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 9, с. 549 – 554

Когерентный фотогальванический долинный эффект Холла

В. М. Ковалев,[+#1)] *В.-К. Тсе*[*×2)], *М. В. Энтин*[+]

[+]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Department of Physics and Astronomy, The University of Alabama, Alabama 35487, USA*

[×]*Center for Materials for Information Technology, The University of Alabama, Alabama 35401, USA*

[#]*Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 23 сентября 2017 г.

Построена теория когерентного фотогальванического долинного эффекта Холла в двумерных системах с дираковским спектром носителей заряда. Рассматривается двумерный образец под действием двух электромагнитных волн основной и удвоенной частот, превосходящих ширину запрещенной зоны материала, причем волна основной частоты, будучи циркулярно-поляризованной, имеет большую интенсивность, и учитывается непертурбативным образом. Электромагнитная волна удвоенной частоты является линейно поляризованной, и по отношению к ней вычисляется проводимость двумерной системы. Рассматриваемый эффект заключается в возникновении стационарного холловского тока, направление которого ортогонально вектору напряженности поля слабой волны. Предполагается, что в равновесии образец находится в диэлектрическом состоянии с полностью заполненной валентной зоной и пустой зоной проводимости. Под действием сильной электромагнитной волны происходит неравновесное заполнение зон носителями заряда и система переходит в стационарное сильно неравновесное состояние. Анализируется поведение холловского тока на неравновесных функциях распределения, как без учета, так и при учете внутризонной релаксации и межзонной рекомбинации.

DOI: 10.7868/S0370274X17210032

1. Введение. Кинетические и оптические свойства двумерных систем – одно из магистральных направлений исследований в физике наноструктур. С точки зрения изучаемых материалов пальму первенства здесь удерживает, безусловно, графен и различные его модификации. Тем не менее, относительно недавно появилось новой семейство двумерных структур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), которое вызвало значительный интерес благодаря своим необычным свойствам. Будучи непрямозонными полупроводниками в трехмерной фазе, при переходе к двумерии зонная структура таких материалов становится прямозонной, с шириной запрещенной зоны порядка 2 эВ. Подобно графену, зона Бриллюэна этих материалов содержит две неэквивалентные долины, связанные инверсией по отношению к обращению времени. Отсутствие пространственной инверсии и сильная спин-орбитальная связь приводят к интересным оптическим и транспортным свойствам этих материалов. В частности, большая энергия связи экситонов в таких материалах разрешает их наблюдение вплоть до комнатных температур. Не менее интересен и ряд других оптических свойств этих материалов [1–3].

С точки зрения транспортных свойств значительный интерес представляет так называемый долинный эффект Холла, предсказанный изначально для графена с щелью [4] и затем в 2D системах на основе ДПМ [5]. В обеих системах, в результате нарушения пространственной инверсии, долинный эффект Холла заключается в появлении электрического тока, поперечного к направлению постоянного (в плоскости слоя) электрического поля в отсутствии внешнего магнитного поля, при этом направление холловского тока противоположно в неэквивалентных долинах. В присутствии инверсии по отношению к обращению времени полный холловский ток равен нулю. Нарушение инверсии времени, естественно, приводит к появлению в образце конечного холловского тока. В работах [4, 5] нарушение инверсии времени осуществлялось подсвечиванием образца циркулярно-поляризованным полем с частотой, превышающей запрещенную зону материала, что при наличии постоянного в плоскости тянущего поля приводит к стационарному холловскому току.

В настоящем письме мы покажем, что стационарный холловский ток может возникать и при перемен-

1)e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru
2)V.K. Tse

ном тянущем поле, приложенном в плоскости образца, если частота последнего равна удвоенной частоте циркулярно-поляризованного поля. Симметрия рассматриваемого здесь эффекта напоминает долинный эффект Холла: ток ортогонален пробному электрическому полю $\boldsymbol{\mathcal{E}}$, а направление его диктуется знаком циркулярной поляризации сильного поля. Разница состоит в том, что стационарный ток вызывается переменными полями.

Такое явление во многом аналогично когерентному фотогальваническому эффекту, предсказанному в работах [6, 7]. Под когерентным фотогальваническим эффектом понимается возникновение стационарного тока при одновременном воздействии двух или более сфазированных электромагнитных полей. В разложении по величине поля ток пропорционален второй степени поля на основной частоте (поле накачки, $\mathbf{E}$) и первой на удвоенной частоте (поле $\boldsymbol{\mathcal{E}}$). Именно такая комбинация приводит к стационарному току. Феноменологически, ток выражается формулой:

$$j_i = \alpha_{ijkl} E_j E_k \mathcal{E}_l^* + c.c. \tag{1}$$

Специфика когерентного фототока состоит в требовании взаимной когерентности двух полей. При этом стационарный ток возможен в любой среде, в том числе изотропной. Специфика холловского фототока состоит в том, что этот ток направлен перпендикулярно направлению поля $\boldsymbol{\mathcal{E}}$. В изотропном 2D материале с нормалью $\mathbf{n}_z$ феноменология эффекта описывается средним по времени $\mathbf{j} \propto \langle (E_x^2(t) - E_y^2(t))[\mathbf{n}_z, \boldsymbol{\mathcal{E}}(t)] \rangle$. Конструкция $E_x^2(t) - E_y^2(t)$ отлична от нуля в циркулярно-поляризованном поле, меняя знак при смене знака поляризации. Кроме того, эта величина содержит гармонику 2ω, которая при сложении с частотой пробного поля $\boldsymbol{\mathcal{E}}(t)$ порождает стационарный ток.

Сказанное справедливо для монодолинных полупроводников. В случае 2D систем на основе щелевого графена или дихалькогенидов переходных металлов циркулярность светового поля "завязывается" с индексом долины, приводя к селективным по долинам оптическим правилам отбора при межзонных переходах. Приведенный ниже расчет автоматически учитывает это обстоятельство.

Теория когерентного фотогальванического долинного эффекта Холла в настоящем письме будет строиться непертурбативным образом по полю накачки, и мы покажем, что указанный эффект описывается единым универсальным выражением как в сильных, так и слабых полях накачки.

2. Вычисление холловской проводимости. Равновесное состояние системы будем описывать следующим гамильтонианом:

$$H_0 = v_0(\eta p_x \sigma_x + p_y \sigma_y) + \frac{\Delta}{2}\sigma_z, \tag{2}$$

где $\eta = \pm 1$ – индекс долины, Δ – ширина запрещенной зоны материала и v_0 – зонный параметр, имеющий размерность скорости. Внешнее электромагнитное поле, в котором находится образец, вводится обычным образом с помощью подстановки Пайерлса, в результате гамильтониан H_0 приобретает слагаемые ($e > 0$)

$$V(t) = \frac{e}{c}\mathbf{v}\mathbf{A}(t),\ W(t) = \frac{e}{c}\mathbf{v}\boldsymbol{\mathcal{A}}(t),\ \mathbf{v} = v_0(\eta\sigma_x, \sigma_y). \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{A}$, $\boldsymbol{\mathcal{A}}$ – векторные потенциалы сильной и слабой волн, связанные со своими напряженностями стандартными выражениями $\mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{A}/c$, $\boldsymbol{\mathcal{E}} = -\partial_t \boldsymbol{\mathcal{A}}/c$, $\mathbf{v} = \partial_{\mathbf{p}} H_0$ – оператор скорости. В дальнейшем для удобства введем терминологию, следуя экспериментальной методике "накачка-зондирование". Сильное поле будем называть полем накачки, а слабое – зондирующим. Оператор плотности тока имеет вид $\mathbf{j} = -e\mathbf{v}$, собственное значение которого выражается через (матричную) функцию Грина системы $j_\alpha = -\mathrm{i}e\,\mathrm{Sp}[v^\alpha G^<(t,t)]$. Далее везде для обозначения декартовых компонент скорости будем использовать верхний индекс, оставляя нижние для индексов матричных элементов. Поскольку зондирующее поле предполагается слабым, ток будем вычислять в виде отклика на это поле

$$j_\alpha(t) = \int_{\mathrm{C}} dt' Q_{\alpha\beta}(t,t') \mathcal{A}_\beta(t'), \tag{4}$$
$$Q_{\alpha\beta}(t,t_1) = -\mathrm{i}\frac{e^2}{c}\,\mathrm{Sp}\left[v^\alpha G(t,t_1) v^\beta G(t_1,t)\right]_{\mathrm{C}}.$$

Индекс C означает, что все времена взяты на келдышевском контуре. В связи с формулой (4) подчеркнем следующее обстоятельство. Функции Грина, входящие в выражение (4), требуется вычислить в *присутствии* поля накачки, трактуя последнее непертурбативным образом. Таким образом, в отличии от стандартной теории линейного отклика, функции Грина в (4) являются существенно неравновесными и, вообще говоря, зависят от каждого из времен t, t' в отдельности. Учитывая сказанное, функции Грина удовлетворяют следующему дифференциальному уравнению

$$\left[\mathrm{i}\partial_t - H_0 - V(t)\right] G(t,t') = \delta_{t,t'}, \tag{5}$$

записанному в представлении псевдоспиновых операторов σ_α (2). Такое представление не слишком удобно. Действительно, лучше перейти в представление состояний зоны проводимости и валентной зоны с помощью унитарного преобразования

$$U^{\dagger}_{\mathbf{p}}\left[H_0+V(t)\right]U_{\mathbf{p}}=\begin{pmatrix}\Omega_p+V_{cc}(t) & V_{cv}(t)\\ V_{vc}(t) & -\Omega_p+V_{vv}(t)\end{pmatrix}, \tag{6}$$

где $\Omega_p=\sqrt{v_0^2p^2+\Delta^2/4}$ и отсчет энергии выбран в середине запрещенной зоны. Матричные элементы оператора поля накачки выражаются через матричные элементы оператора скорости в представлении зон $V_{ij}(t)=e\mathbf{A}(t)\mathbf{v}_{ij}/c$. Функция Грина в (5), будучи матрицей в базисе псевдоспина, становится матрицей в представлении зон. Точное вычисление функций Грина невозможно, и поэтому мы воспользуемся приближением вращающейся волны, выделив резонансные по полю накачки вклады в гамильтониан. Написав $\mathbf{A}(t)=\mathbf{A}e^{-\mathrm{i}\omega t}+\mathbf{A}^*e^{\mathrm{i}\omega t}$, имеем

$$V_{ij}(t)=\frac{e}{c}\mathbf{A}\mathbf{v}_{ij}e^{-\mathrm{i}\omega t}+\frac{e}{c}\mathbf{A}^*\mathbf{v}_{ij}e^{\mathrm{i}\omega t}. \tag{7}$$

Указанному выше приближению соответствует удержание в первом слагаемом матричного элемента $\mathbf{v}_{cv}$ и $\mathbf{v}_{vc}$ – во втором, что дает

$$\begin{pmatrix}\mathrm{i}\partial_t-\Omega_p & -\lambda_p e^{-\mathrm{i}\omega t}\\ -\lambda_p^* e^{\mathrm{i}\omega t} & \mathrm{i}\partial_t+\Omega_p\end{pmatrix}G(t,t')=\delta_{t,t'}, \tag{8}$$

где $\lambda_p=e\mathbf{v}_{cv}\mathbf{A}/c$ и $\lambda_p^*=e\mathbf{v}_{vc}\mathbf{A}^*/c$,

$$\begin{aligned}\mathbf{v}_{cv}\mathbf{A}&=v_0[\sin^2(\theta/2)e^{-\mathrm{i}\eta\phi}(\eta A_x+\mathrm{i}A_y)+\\&+\cos^2(\theta/2)e^{\mathrm{i}\eta\phi}(-\eta A_x+\mathrm{i}A_y)],\\ \mathbf{v}_{vc}\mathbf{A}^*&=v_0[\sin^2(\theta/2)e^{\mathrm{i}\eta\phi}(\eta A_x^*-\mathrm{i}A_y^*)+\\&+\cos^2(\theta/2)e^{-\mathrm{i}\eta\phi}(-\eta A_x^*-\mathrm{i}A_y^*)].\end{aligned} \tag{9}$$

В (8) и (9) ϕ – угол вектора импульса $\mathbf{p}$, и $\cos\theta=\Delta/(2\Omega_p)$, $\sin\theta=\eta v_0p/\Omega_p$.

Отметим следующее обстоятельство. Для малых импульсов вблизи дна зоны проводимости $v_0p\ll\Delta$ из (9) получаем $|\lambda_p|^2\approx\frac{e^2v_0^2}{c^2}|-\tau A_x+\mathrm{i}A_y|^2$, и для циркулярно-поляризованного поля накачки $\mathbf{A}=A_0(1,i\sigma)$ (σ – степень поляризации) приходим к известным правилам долинно-чувствительных оптических правил отбора для двумерных систем на основе дихалькогенидов переходных металлов $|\lambda_p|^2\sim|1+\tau\sigma|^2$.

Решение уравнения (8) удобно искать во вращающейся системе координат, переход в которую осуществляется с помощью оператора $S_t=\exp(-\mathrm{i}\sigma_z\omega t/2)$. Определив функцию Грина во вращающейся системе как $g(t-t')=S_t^{\dagger}G(t,t')S_t$, получаем уравнение

$$\begin{pmatrix}\varepsilon-\Omega_p+\omega/2 & -\lambda_p\\ -\lambda_p^* & \varepsilon+\Omega_p-\omega/2\end{pmatrix}g(\varepsilon,\mathbf{p})=1, \tag{10}$$

решение которого $g^R(\varepsilon,\mathbf{p})=A_p[\varepsilon-\varepsilon_1(p)+\mathrm{i}\delta]^{-1}+B_p[\varepsilon-\varepsilon_2(p)+\mathrm{i}\delta]^{-1}$, где

$$\varepsilon_{1,2}(\mathbf{p})=\pm\varepsilon_p, \tag{11}$$

$$A_p=\begin{pmatrix}u_p^2 & u_pv_p\\ u_p^*v_p^* & v_p^2\end{pmatrix},\quad B_p=\begin{pmatrix}v_p^2 & -u_pv_p\\ -u_p^*v_p^* & u_p^2\end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix}u_p^2\\ v_p^2\end{pmatrix}=\frac{1}{2}\left(1\pm\frac{\xi_p}{\varepsilon_p}\right),\quad\begin{pmatrix}u_pv_p\\ u_p^*v_p^*\end{pmatrix}=\frac{1}{2\varepsilon_p}\begin{pmatrix}\lambda_p\\ \lambda_p^*\end{pmatrix},$$

и введены обозначения $\varepsilon_p=\sqrt{\xi_p^2+|\lambda_p|^2}$, $\xi_p=\Omega_p-\omega/2$.

Возвращаясь в лабораторную систему координат, находим функцию Грина

$$G(t,t')=S_tg(t-t')S_{t'}^{\dagger}= \tag{12}$$
$$=\begin{pmatrix}g_{cc}(t-t')e^{-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}(t-t')} & g_{cv}(t-t')e^{-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}(t+t')}\\ g_{vc}(t-t')e^{\mathrm{i}\frac{\omega}{2}(t+t')} & g_{vv}(t-t')e^{\mathrm{i}\frac{\omega}{2}(t-t')}\end{pmatrix}.$$

Теперь обратимся к вычислению холловского тока. Условимся считать, что вектор напряженности зондирующего поля направлен по оси y, т.е. $\boldsymbol{\mathcal{A}}(t)=\boldsymbol{\mathcal{A}}\cos(\Omega t)$ с амплитудой $\boldsymbol{\mathcal{A}}=(0,\mathcal{A}_y,0)$. Таким образом, нас будет интересовать величина Q_{xy}.

Перейдем в выражении (4) в представление зон, оставляя лишь межзонные матричные элементы операторов v^{α}, v^{β}. Вычисляя шпур, определим набор слагаемых, некоторые из которых содержат диагональные матричные элементы типа $G_{cc}(t,t')G_{vv}(t',t)$ и недиагональные слагаемые типа $G_{cv}(t,t')G_{cv}(t',t)$. Учитывая (12) и переходя в представление Фурье, получаем, что недиагональные слагаемые будут пропорциональны $e^{\pm2\mathrm{i}\omega t}$, а диагональные – вовсе не будут содержать частотно-зависимых экспоненциальных множителей.

Учтем зависимость от времени зондирующего поля $\boldsymbol{\mathcal{A}}(t)=\boldsymbol{\mathcal{A}}\cos(\Omega t)$. Усредняя полученное для тока выражение по времени, находим, что ненулевое значение стационарного холловского тока возможно лишь при выполнении условий $\Omega=0$ либо $\Omega=2\omega$. Первое условие описывает статический предел, а второе – когерентный фотогальванический эффект Холла.

В настоящем письме мы остановимся на изучении последнего случая, когда $\Omega=2\omega$. Опуская детали не сложных, но достаточно громоздких вычислений, и учитывая далее везде, что $\Omega = 2\omega$, получаем

$$Q_{xy} = \mathrm{i}\eta \frac{2e^2 v_0^2}{c} \sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_p (n_{\mathbf{p}1} - n_{\mathbf{p}2}) \times \quad (13)$$

$$\times \left[\frac{F(\mathbf{p})(u_p v_p)^2}{(2\varepsilon_p)^2 - (\omega + \mathrm{i}\delta)^2} - \frac{F^*(\mathbf{p})(u_p^* v_p^*)^2}{(2\varepsilon_p)^2 - (\omega - \mathrm{i}\delta)^2} \right],$$

$$F(\mathbf{p}) = \sin^4(\theta/2) e^{2\mathrm{i}\eta\phi} - \cos^4(\theta/2) e^{-2\mathrm{i}\eta\phi}.$$

В (13) $n_{\mathbf{p}1,2}$ – неравновесные функции распределения квазичастиц со спектром (11). Вид этих функций при учете внутризонных столкновений и при учете межзонной рекомбинации был установлен в работе [8]. Угол вектора импульса ϕ входит лишь в матричные элементы $F(\mathbf{p})(u_p v_p)^2$ и $F^*(\mathbf{p})(u_p^* v_p^*)^2$.

Учитывая выражения (9) и оставляя лишь слагаемые, не обращающиеся в нуль при интегрировании по углу, для матричных элементов имеем

$$F(\mathbf{p})(u_p v_p)^2 = \left(\frac{e v_0}{2c\varepsilon_p} \right)^2 \times \quad (14)$$

$$\times \left[\sin^8(\theta/2)(\eta A_x + \mathrm{i}A_y)^2 - \cos^8(\theta/2)(-\eta A_x + \mathrm{i}A_y)^2 \right],$$

$$F^*(\mathbf{p})(u_p^* v_p^*)^2 = \left(\frac{e v_0}{2c\varepsilon_p} \right)^2 \times$$

$$\times \left[\sin^8(\theta/2)(\eta A_x^* - \mathrm{i}A_y^*)^2 - \cos^8(\theta/2)(-\eta A_x^* - \mathrm{i}A_y^*)^2 \right].$$

Таким образом, в (13) остается лишь интегрирование по абсолютному значению импульса, которое, тем не менее, все еще представляет собой сложную задачу. Для того, чтобы довести вычисления до простого аналитического результата, мы упростим задачу, рассмотрев предел квадратичного приближения для спектра зоны проводимости и валентной зоны, а именно $v_0 p \ll \Delta/2$. Такое приближение остается достаточно хорошим, поскольку, например, для двумерных систем на основе дихалькогенидов переходных металлов $\Delta \sim 1.7 \div 2$ эВ. В этом приближении $\Omega_p = \Delta/2 + p^2/2m$, где эффективная масса $m^{-1} = 2v_0^2/\Delta$.

Выражение для энергии квазичастиц ε_p остается таким же, где, однако, нужно теперь считать $\xi_p = (p^2 - p_c^2)/2m$ и $p_c^2/2m = (\omega - \Delta)/2$. Здесь и далее будем полагать $\omega > \Delta$. В этом же предельном случае матричные элементы в (14) можно упростить, считая $\sin(\theta/2) \approx 0$, $\cos(\theta/2) \approx 1$. Выделяя мнимый и реальный вклады выражений $[(2\varepsilon_p)^2 - (\omega \pm \mathrm{i}\delta)^2]^{-1}$, величину Q_{xy} в (13) представим в виде суммы двух слагаемых $Q_{xy} = Q_{xy}^{(1)} + Q_{xy}^{(2)}$, где

$$Q_{xy}^{(1)} =$$

$$= \eta \frac{(e v_0)^4 \pi}{8c^3} \sum_{\mathbf{p}} \frac{n_{\mathbf{p}1} - n_{\mathbf{p}2}}{\varepsilon_p^2} \left[\delta(\omega - 2\varepsilon_p) - \delta(\omega + 2\varepsilon_p) \right] \times$$

$$\times \left[(-\eta A_x + \mathrm{i}A_y)^2 + (-\eta A_x^* - \mathrm{i}A_y^*)^2 \right], \quad (15)$$

$$Q_{xy}^{(2)} = -\mathrm{i}\eta \frac{(e v_0)^4}{2c^3} \sum_{\mathbf{p}} \frac{n_{\mathbf{p}1} - n_{\mathbf{p}2}}{\varepsilon_p} \times$$

$$\times \frac{(-\eta A_x + \mathrm{i}A_y)^2 - (-\eta A_x^* - \mathrm{i}A_y^*)^2}{(2\varepsilon_p)^2 - \omega^2}. \quad (16)$$

Выражения (15) и (16) ведут себя по-разному при различных поляризациях поля накачки. В наиболее интересном случае циркулярной поляризации поля накачки, когда $\mathbf{A} = A_0(1, \mathrm{i}\sigma)$, вклад дает лишь $Q_{xy}^{(1)}$, для которого $(-\eta A_x + \mathrm{i}A_y)^2 + (-\eta A_x^* - \mathrm{i}A_y^*)^2 = 2A_0^2(1 + \eta\sigma)^2$. В результате получаем

$$Q_{xy}^{(1)} = \eta(1 + \eta\sigma)^2 \frac{(e v_0)^4 \pi}{4c^3} A_0^2 \sum_{\mathbf{p}} \frac{n_{\mathbf{p}1} - n_{\mathbf{p}2}}{\varepsilon_p^2} \delta(\omega - 2\varepsilon_p). \quad (17)$$

Из (17) следует, что поперечный ("холловский") ток является селективным по долинам (это обеспечивается множителем $(1 + \eta\sigma)^2$) и направлен в противоположные стороны для различных долин вследствие множителя η. Иными словами, смена знака циркулярной поляризации инвертирует направление холловского тока (при фиксированном направлении вектора напряженности зондирующего поля). Окончательное аналитическое выражение для холловского тока определяется видом функций распределения квазичастиц. Следуя работе [8], мы рассмотрим различные предельные случаи.

3. Функции распределения квазичастиц и аналитические выражения для холловского тока. Будем полагать, что равновесное состояние (в отсутствие поля накачки и зондирующего поля) двумерной системы представляет собой диэлектрик с полностью заполненной зоной проводимости и пустой валентной зоной. Если рассматривать случай нулевой температуры и пренебречь термическим забросом электронов в зону проводимости, то действие поля накачки в резонансном приближении приводит к быстрым переходам электронов между зоной проводимости и валентной зоной с частотой Раби, определяемой матричным элементом λ. На языке квазичастиц – фотонно-связанных электрон-дырочных пар – это состояние характеризуется функцией распределения квазичастиц $n_{\mathbf{p}} \equiv n_{\mathbf{p}1} = 1 - n_{\mathbf{p}2}$, которая связана с распределением электронов (f) посредством равенств

$$f^c_{\mathbf{p}} = u_p^2 n_{\mathbf{p}} + v_p^2(1-n_{\mathbf{p}}),$$
$$f^v_{\mathbf{p}} = v_p^2 n_{\mathbf{p}} + u_p^2(1-n_{\mathbf{p}}). \tag{18}$$

При этом, как видно, выполняется закон сохранения заряда при межзонных переходах $f^c_{\mathbf{p}}+f^v_{\mathbf{p}}=1$. Исходя из (18), для $n_{\mathbf{p}1}-n_{\mathbf{p}2}=2n_{\mathbf{p}}-1$ получаем

$$2n_{\mathbf{p}}-1 = \frac{\varepsilon_p}{\xi_p}\left(2f^e_{\mathbf{p}}-1\right). \tag{19}$$

В идеальной ситуации, в отсутствие внутризонных процессов релаксации и межзонной рекомбинации, как показано в [8], функция распределения электронов имеет вид острого пика шириной λ вблизи $p=p_c$, а именно

$$f^e_{\mathbf{p}} = \frac{1}{2}\left(1-\frac{|\xi_p|}{\varepsilon_p}\right) \Rightarrow 2n_{\mathbf{p}}-1 = -\mathrm{sign}\xi_p. \tag{20}$$

Если процессы рекомбинации преобладают над процессами внутризонной релаксации, то межзонные рекомбинационные переходы видоизменяют функцию распределения электронов:

$$f^e_{\mathbf{p}} = \frac{\lambda^2}{2(\xi_p^2+\lambda^2)} \Rightarrow 2n_{\mathbf{p}}-1 = -\frac{\xi_p}{\varepsilon_p}. \tag{21}$$

В обратном пределе преобладания внутризонной релаксации распределение электронов имеет вид

$$f^e_{\mathbf{p}} = \frac{1}{2}\left(1-\frac{\xi_p}{\varepsilon_p}\right) \Rightarrow 2n_{\mathbf{p}}-1 = -1. \tag{22}$$

В общем случае функция распределения является достаточно сложным выражением [9]. Мы ограничимся рассмотрением указанных выше простых случаев. Для варианта (20) получаем

$$Q^{(1)}_{xy} = \eta(1+\eta\sigma)^2\frac{e^4\Delta^2}{16mc}\frac{E_0^2}{\omega^3}\frac{\theta\left[\omega/2-\sqrt{\lambda^2+p_c^2/2m}\right]}{\sqrt{\omega^2-4\lambda^2}}, \tag{23}$$

где введена амплитуда напряженности поля накачки $E_0=-\mathrm{i}\omega A_0/c$. Поскольку $p_c^2=m(\omega-\Delta)$, то выражение под знаком θ-функции эквивалентно неравенству $\omega>\Delta/2+2\lambda^2/\Delta$, которое заведомо выполняется, поскольку частота поля накачки $\omega>\Delta$.

Варианту (21) соответствует выражение

$$Q^{(1)}_{xy} = \eta(1+\eta\sigma)^2\frac{e^4\Delta^2}{16mc}\frac{E_0^2}{\omega^4}\theta\left[\omega/2-\sqrt{\lambda^2+p_c^2/2m}\right]. \tag{24}$$

Несложный анализ показывает, что в случае (22) получается результат, аналогичный варианту (20), т.е. выражение (23). Отметим также, что поскольку должно выполняться неравенство $\Delta\gg2\lambda$, то, фактически, во всех рассмотренных ситуациях получается универсальное выражение

$$Q^{(1)}_{xy} = \eta(1+\eta\sigma)^2\frac{e^4\Delta^2}{16mc}\frac{E_0^2}{\omega^4}, \tag{25}$$

которое удобно переписать в более компактном виде, для чего введем "холловскую проводимость" согласно определению $j_x=\sigma_{\mathrm{H}}\mathcal{E}_y$. Тогда для долины, в которой разрешены переходы, $(1+\eta\sigma)^2=4$ и

$$\sigma_{\mathrm{H}} = \frac{\pi}{2}\left(\frac{\Delta}{\hbar\omega}\right)^3\left(\frac{\lambda}{\Delta}\right)^2\frac{e^2}{h}, \tag{26}$$

где $\lambda=ev_0A_0/c=ev_0E_0/\omega$ – величина межзонного матричного элемента.

4. Заключение. В заключении следует остановиться на следующем обстоятельстве. Как известно, в сильном поле, как уже указывалось выше, быстрые межзонные осцилляции Раби электрона эквивалентны образованию связанной электрон-дырочной пары, спектр возбуждения которых $\varepsilon_p=\sqrt{\xi_p^2+\lambda^2}$ имеет щель $2|\lambda|$. Такие пары, будучи нейтральными образованиями, не должны давать вклада в ток (состояние "оптического изолятора"), и таким образом, казалось бы, эффект предсказанный в данной работе, должен отсутствовать. Тем не менее, эффект имеет место.

Как было показано в [10], поглощение слабого поля с частотой (в наших обозначениях) Ω в присутствии сильного поля накачки частоты ω имеет место при условии $\Omega-\omega>2\lambda$, т.е. когда разность частот превосходит энергию связи пары 2λ. В нашей ситуации $\Omega-\omega=\omega>\Delta\gg2\lambda$, т.е. электроны и дырки независимы, что и объясняет наличие эффекта Холла, а также независимость выражения (25) от размера щели. Последнее обстоятельство дает основание полагать, что выражение (25) применимо и в случае малой интенсивности поля накачки.

Обсудим возможность наблюдения рассматриваемого здесь эффекта. Этот эффект является разновидностью когерентных фотогальваничеких эффектов и чувствителен к относительной фазе полей основной и удвоенной частот. Поэтому для стационарности и пространственной однородности тока необходима взаимная временна́я и пространственная когерентность полей. Сбой временно́й когерентности приводит к временны́м флуктуациям силы и направления тока. Сбой пространственной когерентности приводит к его пространственной неоднородности. Для наблюдения эффекта будет недостаточно иметь два световых пучка от разных лазеров. Поля должны быть синхронизированы, что можно, в частности, реализовать с помощью удвоения частоты [11, 12].

Желательна также фазовая синхронизация, так как из-за флуктуаций разности оптических путей в экспериментальной установке на пути от источника света к образцу может возникнуть расфазировка лучей. В гипотетической установке световые пучки должны падать на образец нормально к его поверхности. При этом для пространственной синфазности углы падения должны быть меньше, чем отношение длины волны к размеру образца. В частности, это накладывает ограничение и на дифракционную расходимость лучей. В отличие от объемного материала, разность скоростей распространения основной и удвоенной частот в двумерном образце несущественна.

Мы благодарим А.В. Чаплика за обсуждение работы и Российский научный фонд (проект РНФ-17-12-01039) за финансовую поддержку.

1. A. V. Kolobov and J. Tominaga, *Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides*, Springer Series in Material Science (2016), p. 239.
2. M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Wang, T. Amand, X. Marie, B. Urbaszek, and B. L. Liu, Phys. Stat. Sol. (b) **252**, 2349 (2015).
3. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, arXiv:1707.05863.
4. D. Xiao, W. Yao, and Q. Niu, Phys. Rev. Lett. **99**, 236809 (2007).
5. D. Xiao, G.-B. Liu, W. Feng, X. Xu, and W. Yao, Phys. Rev. Lett. **108**, 196802 (2012).
6. М. В. Энтин, ФТП **23**, 1066 (1989).
7. Э. М. Баскин, М. В. Энтин, Письма в ЖЭТФ **48**, 554 (1988).
8. V. F. Elesin, JETP **32**, 328 (1971).
9. В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, *Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками*, Энергоатомиздат, М. (1986).
10. С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин, Письма в ЖЭТФ **10**, 491 (1969).
11. М. К. Балакирев, В. А. Смирнов, Письма в ЖЭТФ **61**, 537 (1995).
12. М. К. Балакирев, Л. И. Вострикова, В. А. Смирнов, М. В. Энтин, Письма в ЖЭТФ **63**, 166 (1996).