

03

Спиновая ориентация дырок при протекании тока в теллуре

© В.А. Шалыгин¹, А.Н. Софронов¹, Л.Е. Воробьев¹, И.И. Фарбштейн²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: shalygin@rphf.spbstu.ru

(Поступила в Редакцию 29 мая 2012 г.)

Проведены экспериментальные исследования индуцированной током оптической активности в монокристалле теллура в среднем инфракрасном диапазоне. Рассмотрена феноменологическая теория эффекта и описан его микроскопический механизм. Определена зависимость степени спиновой ориентации дырок в теллуре от плотности электрического тока. Получено приближенное аналитическое выражение, связывающее величину индуцированной током оптической активности со степенью спиновой поляризации дырок.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг.

1. Введение

Спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниках связывает спин электрона с его квазиимпульсом, и это делает возможным манипулирование спинами носителей заряда с помощью электрического тока. При этом возможны два эффекта: спиновая ориентация носителей заряда под действием протекающего электрического тока, когда в области с постоянной плотностью тока у носителей заряда возникает однородный по образцу средний спин, и спиновый эффект Холла, когда происходит пространственное разделение носителей заряда с противоположно направленными спинами (см. [1] и ссылки в этой работе). Явление спиновой ориентации свободных носителей заряда в полупроводниках под действием протекающего электрического тока экспериментально наблюдалось в монокристаллах теллура [2], в эпитаксиальных слоях GaAs, InGaAs, ZnSe и GaN [3–5], а также в одиночных гетеропереходах и квантовых ямах на основе различных полупроводников A^3B^5 [1,6–8].

В работе [2] впервые было экспериментально обнаружено явление индуцированной током оптической активности (ИТОА), которое в случае теллура непосредственно связано с обусловленной током спиновой ориентацией свободных дырок. Теоретически явление ИТОА было предсказано в работе [9], посвященной циркулярному фотогальваническому эффекту (ЦФГЭ) в теллуре, при этом указывалось, что ЦФГЭ и ИТОА являются взаимно обратными эффектами. Явление ИТОА состоит в том, что при пропускании электрического тока вдоль оптической оси гиротропного кристалла, распространяющийся в этом же направлении линейно поляризованный свет испытывает вращение плоскости поляризации. Изменение поляризации тока приводит к инверсии направления вращения плоскости поляризации.

Отметим, что ни в одной из двух указанных работ ([2] и [9]) не проводились количественные оценки степени спиновой ориентации дырок, которая может быть

достигнута в теллуре при пропускании электрического тока. Цель данной работы — восполнить этот пробел. Статья построена следующим образом. В разделе 2 дается подробное описание феноменологии эффекта ИТОА. Раздел 3 содержит экспериментальные данные по исследованию ИТОА в монокристалле теллура, который обладает более высоким совершенством структуры по сравнению с кристаллами, использованными в первых экспериментах [2]. Описание микроскопического механизма ИТОА, основанное на теоретической модели, развитой в [2], приводится в разделе 4. Затем в разделе 5 с помощью этой же модели рассчитывается степень спиновой ориентации дырок в теллуре в зависимости от плотности электрического тока. В разделе 6 выводится приближенное аналитическое выражение, которое связывает угол индуцированного током поворота плоскости поляризации света со степенью спиновой ориентации дырок, а также проводится сопоставление полученных в теллуре результатов с литературными данными по спиновой ориентации носителей заряда при протекании тока в других полупроводниках.

2. Феноменологическое описание ИТОА

Кристаллы теллура являются гиротропными. В оптике гиротропия кристаллов сводится к пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости первого порядка и описывается соотношением [10]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q}) &= \varepsilon_{ik}^0(\omega) + i\xi_{ikl}(\omega)q_l = \varepsilon_{ik}^0(\omega) + ie_{ikm}g_{ml}(\omega)q_l \\ &= \varepsilon_{ik}^0(\omega) + ie_{ikm}G_m(\omega, \mathbf{q}), \end{aligned} \quad (1)$$

где ω и \mathbf{q} — частота и волновой вектор световой волны, c — скорость света в вакууме, диагональный тензор $\varepsilon_{ik}^0(\omega)$ характеризует диэлектрическую проницаемость кристалла в пренебрежении пространственной дисперсией, а гиротропия может быть описана

с помощью либо тензора 3-го ранга ξ_{ikl} [11], либо псевдотензора 2-го ранга g_{ml} (тензор гирации), либо полярного вектора \mathbf{G} (вектор гирации). Тензор e_{ikl} в (1) представляет собой абсолютно антисимметричный единичный тензор 3-го ранга, и в оптически одноосном кристалле тензор $\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q})$ имеет следующую структуру:

$$\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp}^0 & iG_z & -iG_y \\ -iG_z & \varepsilon_{\perp}^0 & iG_x \\ iG_y & -iG_x & \varepsilon_{\parallel}^0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где направление оси z выбрано вдоль оптической оси кристалла. В области прозрачности кристалла следствием пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости первого порядка является естественная оптическая активность (ЕОА), которая заключается в том, что при распространении линейно поляризованной волны вдоль оптической оси кристалла плоскость поляризации волны испытывает вращение. Нормальными волнами при таком направлении распространения света являются правая и левая циркулярно поляризованные волны (обозначим их σ_+ и σ_- соответственно), причем показатели преломления для них различны ($n_+ \neq n_-$). Рассматривая линейно поляризованную волну как суперпозицию двух циркулярно поляризованных волн, можно показать, что угол поворота плоскости поляризации определяется сдвигом фаз, возникающим между циркулярно поляризованными волнами при их прохождении через кристалл.

Соответствующие количественные соотношения могут быть получены с помощью дисперсионного уравнения [10]

$$\det \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q}) - q^2 \delta_{ik} + q_i q_k \right] = 0, \quad (3)$$

где δ_{ik} — символ Кронекера. Из этого уравнения следует, что для света, распространяющегося вдоль оси z ($q \equiv |\mathbf{q}| = q_z$), уравнение Френеля сводится к

$$n_{\mp}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \text{Im} \varepsilon_{xy}(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_{\perp}^0 \pm G_z. \quad (4)$$

В приближении $G_z \ll \varepsilon_{\perp}^0$ (относительно слабые эффекты пространственной дисперсии) получаем следующие выражения для величины циркулярного двулучепреломления:

$$n_- - n_+ = \frac{\text{Im} \varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} = \frac{G_z}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} = \frac{\xi_{xyz}(\omega)}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} q_z, \quad (5)$$

при этом угол поворота плоскости поляризации θ при прохождении света через кристалл длиной L равен половине сдвига фаз, возникающего между циркулярно поляризованными компонентами рассматриваемой волны:

$$\theta = \frac{\omega L}{2c} (n_- - n_+) = \frac{\omega L}{2c} \frac{\xi_{xyz}(\omega)}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} q_z. \quad (6)$$

Для плоской монохроматической волны с амплитудой электрического поля $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q})$ добавка к вектору индукции электрического поля, обусловленная пространственной дисперсией, в соответствии с (1) описывается векторным произведением

$$\delta \mathbf{D}(\omega, \mathbf{q}) = -i [\mathbf{G}(\omega, \mathbf{q}) \times \mathbf{E}(\omega, \mathbf{q})]. \quad (7)$$

В последнем равенстве в левой части стоит полярный вектор, а в правой — аксиальный, поскольку векторное произведение полярных векторов (в данном случае, \mathbf{G} и \mathbf{E}) представляет собой аксиальный вектор. Это равенство наиболее ярко отражает специфику гиротропного кристалла и позволяет дать расширительное определение самого понятия гиротропии, выходящее за рамки чисто оптического эффекта пространственной дисперсии. В широком смысле гиротропный кристалл — это такой кристалл, в котором имеются полярный и аксиальный векторы с компонентами, преобразующимися одинаково при всех преобразованиях симметрии данного кристалла [11].

Это определение дает ключ ко множеству физических эффектов, специфичных для гиротропных кристаллов, в частности позволяет предсказать возможность наблюдения в гиротропных кристаллах явления ИТОА, ЦФГЭ [9,12,13], спин-гальванического эффекта [14] и др.

Рассматриваемый здесь эффект ИТОА можно описать линейными членами в разложении $\varepsilon_{ik}(\omega)$ по току

$$\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{j}) = \varepsilon_{ik}^0(\omega) + i \Theta_{ikl}(\omega) j_l. \quad (8)$$

Поскольку плотность тока \mathbf{j} , как и волновой вектор света \mathbf{q} , является полярным вектором, меняющим знак при обращении времени, то сравнивая (8) с (1), можно заключить, что тензор $\Theta_{ikl}(\omega)$ преобразуется так же, как тензор $\xi_{ikl}(\omega)$, и отличен от нуля только в гиротропных кристаллах. Мнимая единица введена и в (1), и в (8) для удобства — чтобы указанные тензоры были вещественными. Отметим, что, описывая диэлектрическую проницаемость выражением (8), в котором тензор $\varepsilon_{ik}^0(\omega)$ диагональный и не учитываются линейные по волновому вектору света члены, мы пренебрегаем пространственной дисперсией. Поэтому получаемые ниже следствия из этой формулы, в том числе и сам эффект ИТОА, с пространственной дисперсией никак не связаны.

Рассмотрим разложение (8) применительно к теллуру. Положим, что электрический ток протекает вдоль оптической оси кристалла теллура (она совпадает по направлению с винтовой осью 3-го порядка C_3) и свет распространяется в этом же направлении (ось z). Уравнение Френеля в этой конфигурации имеет вид

$$n_{\mp}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \text{Im} \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \Theta_{xyz}(\omega) j_z, \quad (9)$$

причем нормальными волнами в этой конфигурации являются циркулярно поляризованные волны. В выражении (9), как и в предшествующем тексте, показатели преломления n_- и n_+ соответствуют волнам σ_- и σ_+ .

Полагая, что $|\epsilon_{xy}| \ll \epsilon_{\perp}^0$ (индуцированные током эффекты слабы), находим величину индуцированного током циркулярного двулучепреломления

$$n_{-}(\mathbf{j}) - n_{+}(\mathbf{j}) = \frac{\text{Im}\epsilon_{xy}}{\sqrt{\epsilon_{\perp}^0}} = \Theta_{xyz}(\omega) \frac{j_z}{\sqrt{\epsilon_{\perp}^0}}. \quad (10)$$

Следовательно, при протекании тока плоскость поляризации будет испытывать вращение, пропорциональное плотности тока:

$$\varphi(\mathbf{j}) = \frac{\omega L}{2c} [n_{-}(\mathbf{j}) - n_{+}(\mathbf{j})] = \frac{\omega L}{2c} \Theta_{xyz}(\omega) \frac{j_z}{\sqrt{\epsilon_{\perp}^0}}, \quad (11)$$

в чем и заключается явление ИТОА. При смене направления электрического тока на обратное плоскость поляризации будет вращаться в противоположную сторону. Линейный характер зависимости $\varphi(\mathbf{j})$ позволяет назвать ИТОА электрическим аналогом магнитооптического эффекта Фарадея, поскольку фарадеевский поворот плоскости поляризации света пропорционален напряженности магнитного поля H и меняет знак при смене полярности поля. Конфигурация опыта по наблюдению ИТОА ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{q}$) аналогична фарадеевской конфигурации ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$): внешнее воздействие прикладывается вдоль направления распространения света. Заметим, что, в отличие от эффекта Фарадея, который наблюдается даже в изотропных средах, индуцированная током оптическая активность существует только в гиротропных кристаллах и, вообще говоря, наблюдается на фоне вращения плоскости поляризации за счет естественной оптической активности, описываемой соотношениями (1)–(6). Среди исключений можно отметить кристаллы с решеткой вюрцита, в которых ЕОА отсутствует и возможно наблюдение ИТОА в чистом виде.

3. Экспериментальные исследования ИТОА в теллуре

В настоящей работе приводятся результаты исследований, проведенных на монокристалле p -Te, который при температуре 77 К характеризуется относительно высокой подвижностью дырок: $3300 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$; концентрация дырок при этой температуре составляет $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Монокристалл теллура был выращен методом Чохральского в атмосфере водорода в Лаборатории кинетических явлений в твердых телах при низких температурах ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Образцы имели форму шестиугольной призмы, боковая поверхность которой представляла собой естественную гранку монокристалла, а торцы были подвергнуты оптической полировке. Было установлено, что исследуемый монокристалл обладает ЕОА и является правовращающим ($\theta > 0$). Длина образца $L = 12.5 \text{ mm}$, расстояние между контактами $l = 9 \text{ mm}$, площадь поперечного сечения $S = 6.8 \text{ mm}^2$. В качестве контактов использовался сплав олова, висмута и сурьмы с низкой температурой

плавления (Si:Bi:Sb = 50:47:3), контакты располагались на боковой поверхности образца. Дополнительно с целью создания более однородного электрического поля в образце на торцы образца осаждалось золото из раствора золотохлористоводородной кислоты. По центрам торцов оставлялись не покрытые золотом участки (диаметром около 1.5 mm) для пропускания лазерного луча. Отметим, что в первых наших экспериментах по обнаружению ИТОА [2] использованные образцы были менее совершенными.

Исследуемый образец размещался в оптическом криостате, перед входным окном криостата была установлена длиннофокусная линза BaF_2 . Линейно поляризованный пучок непрерывного CO_2 -лазера юстировался таким образом, чтобы эллиптичность света на выходе из образца была минимальной (менее 0.1). Это обеспечивало распространение света в образце вдоль оптической оси кристалла, даже если нормаль к его входной грани составляла небольшой угол с оптической осью. При проведении поляризационных измерений использовался линейный анализатор (реплика-поляризатор на полиэтилене), установленный перед фотоприемником (охлажденный до температуры жидкого азота фоторезистор CdHgTe). На рис. 1 показана зависимость оптического пропускания системы образец–анализатор T_M (в отсутствие тока) от азимута анализатора α . За 0 отсчета принималось положение анализатора, соответствующее направлению плоскости поляризации лазерного пучка на выходе из образца (определялось по максимуму сигнала фотосоответа на частоте обтюлятора, установленного перед образцом). Экспериментальная зависимость оптического пропускания от α (квадратики на рис. 1) адекватно

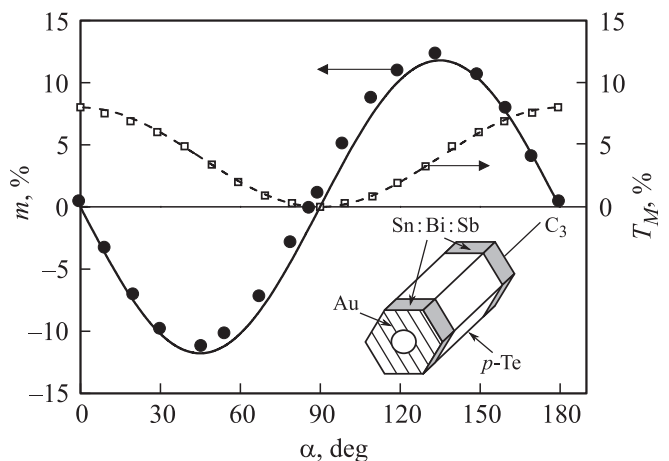


Рис. 1. Индуцированная током модуляция m и пропускание системы образец–анализатор T_M (в отсутствие тока) в зависимости от азимута анализатора α . Длина волны лазерного излучения $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, температура образца $T = 77 \text{ K}$, плотность тока $j = +1400 \text{ A/cm}^2$. Штриховая линия соответствует формуле Малюса, сплошная — производной от нее по углу α и индуцированному током повороту плоскости поляризации $\varphi(j) = -0.12 \text{ rad}$ (см. соотношения (13)). В нижней части рисунка показана конфигурация образца.

но описывается законом Малюса: $T_M(\alpha) = T_M(0) \cos^2 \alpha$ (сплошная кривая на рис. 1).

К контактам образца прикладывалось импульсное электрическое поле (длительность импульса составляла $5 \mu s$, частота повторения — менее 1 Hz). Ток, сонаправленный с лазерным пучком, мы считали положительным. При различных положениях анализатора измерялась глубина модуляции оптического пропускания электрическим током

$$m(\alpha, j_z) = \frac{I(\alpha, j_z) - I(\alpha, 0)}{I(0, 0)}, \quad (12)$$

где $I(\alpha, j_z)$ — интенсивность света на выходе анализатора при протекании тока $\mathbf{j} = (0, 0, j_z)$. Экспериментальные результаты показаны на рис. 1 кружками. Если предположить, что электрический ток j_z индуцирует поворот плоскости поляризации света $\varphi(j_z)$, то при малых поворотах наблюдаемая модуляция $m(\alpha, j_z)$ должна быть пропорциональна производной от оптического пропускания по азимутальному углу:

$$\begin{aligned} m(\alpha, j_z) &= -\frac{1}{I(0, 0)} \frac{\partial I}{\partial \alpha} \varphi(j_z) \\ &= -\frac{dT_M}{d\alpha} \frac{\varphi(j_z)}{T_M(0)} = \varphi(j_z) \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (13)$$

Действительно, экспериментальные результаты по модуляции (рис. 1) хорошо аппроксимируются зависимостью $\sin 2\alpha$ (штриховая кривая). При этом коэффициент пропорциональности, обеспечивающий наилучшее совпадение с экспериментом, представляет собой величину индуцированного током поворота плоскости поляризации $\varphi(j_z)$ в радианах.

Отметим что максимальные величины регистрируемых в экспериментах по ИТОА поворотов плоскости поляризации ($\sim 10^{-1}$ rad) на несколько порядков превышают керровские углы поворота в оптических исследованиях спинового эффекта Холла и спиновой ориентации носителей заряда под действием электрического тока. Керровские углы поворота плоскости поляризации в указанных исследованиях не превышали $4 \cdot 10^{-5}$ rad [1,3–5,7,15,16].

На рис. 2 показана экспериментальная токовая зависимость индуцированного поворота плоскости поляризации. При инверсии направления тока в образце поворот также меняет знак, причем во всем исследованном диапазоне плотностей токов (от -1400 до 1400 A/cm^2) экспериментальная зависимость угла поворота φ от плотности электрического тока j_z хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. В рассматриваемом случае правовращающего теллура при токе, сонаправленном с волновым вектором света, индуцируется поворот плоскости поляризации влево.

Удельный угол поворота плоскости поляризации

$$\gamma = \frac{\varphi(j_z)}{j_z l} \quad (14)$$

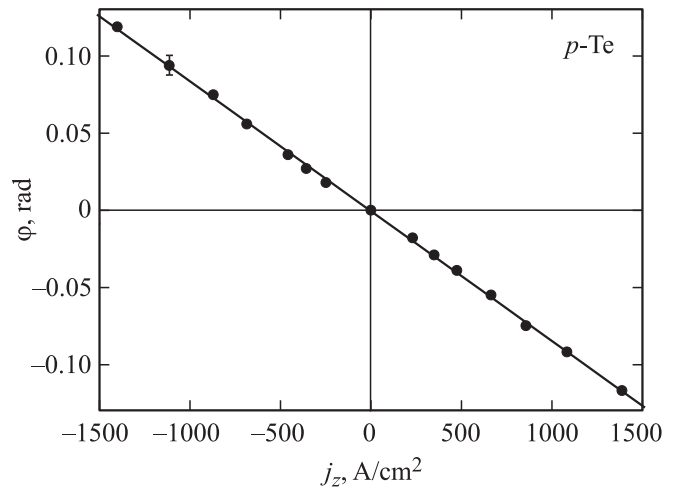


Рис. 2. Токовая зависимость индуцированного поворота плоскости поляризации при $\lambda = 10.6 \mu m$ и $T = 77 \text{ K}$.

составляет $(-9.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-5} \text{ rad} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{cm}$. Полученное значение примерно в полтора раза больше по абсолютной величине, чем в первых экспериментах [2], что, по-видимому, обусловлено более совершенной структурой исследованного в данной работе кристалла, а также более удачной конфигурацией контактов.

С целью получения данных о спектральной зависимости ИТОА в теллуре, были проведены дополнительные

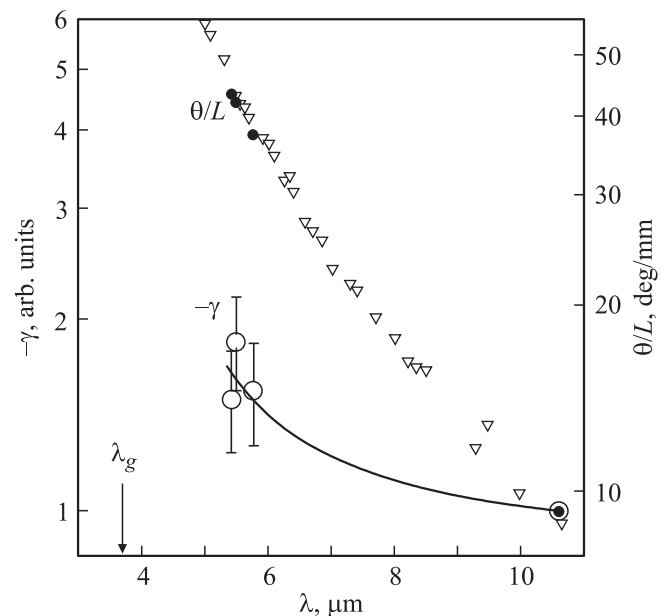


Рис. 3. Спектральные зависимости ИТОА ($-\gamma$, белые кружки) и ЕОА (θ/L , черные кружки) в правовращающем теллуре при $T = 77 \text{ K}$ (эксперимент). Сплошная линия — теоретический расчет (см. разделы 4 и 6), треугольники — экспериментальные данные [17]. Правая и левая оси ординат имеют одинаковый логарифмический масштаб, но сдвинуты относительно друг друга таким образом, чтобы при $\lambda = 10.6 \mu m$ экспериментальные точки для $|\gamma| = -\gamma$ и θ/L совпали.

эксперименты с помощью лазера на угарном газе (CO), который генерирует излучение в более коротковолновом диапазоне, чем CO₂-лазер. Поскольку CO-лазер генерирует одновременно целую серию линий в диапазоне длин волн 5.2–6.2 μm, он использовался в паре с призмным монохроматором. При проведении поляризационных измерений в этой спектральной области в качестве анализатора использовалась реплика-поляризатор на фторопласте, а в качестве фотоприемника — фоторезистор Ge: Au, охлажденный до температуры жидкого азота.

На рис. 3 представлены результаты измерений удельной величины ИТОА на нескольких длинах волн. Для сравнения показана экспериментальная спектральная зависимость удельной величины ЕОА. По мере приближения к краю межзонных переходов (ему соответствует длина волны λ_g = 3.7 μm) оба эффекта монотонно возрастают, но скорость нарастания у них существенно различна. Так, при уменьшении длины волны от 10.6 до 5.4 μm, величина ЕОА возрастает в 4.7 раза, в то время как увеличение индуцированного током поворота плоскости поляризации происходит всего в 1.7 раза. Это обстоятельство подтверждает тезис о том, что ИТОА не является простым следствием модуляции величины ЕОА электрическим полем (подобный эффект, называемый электрооптической активностью, или электрогирацией, невозможен в теллуре в рассматриваемой геометрии опыта [2]). Как уже отмечалось в разделе 2, явление ИТОА качественно отлично от эффектов, связанных с пространственной дисперсией.

4. Микроскопическая модель ИТОА в теллуре

Дадим описание микроскопического механизма ИТОА, основываясь на теоретической модели, развитой в [2]. Рассмотрим кристалл теллур с пространственной группой симметрии D_{3d}⁴, содержащей правую винтовую ось 3-го порядка C₃. Такой кристалл обладает ЕОА, причем вращает плоскость поляризации света вправо [18]. В результате теоретических расчетов зонного спектра теллур с учетом спин-орбитального взаимодействия, а также экспериментальных исследований установлено, что две верхние ветви валентной зоны E_{V+} и E_{V-} анизотропны и имеют существенно непараболический закон дисперсии (см. [12,19] и цитируемые в них работы)

$$E_{V\pm} = -\Delta - Ak_x^2 - Bk_y^2 \pm \sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}, \quad (15)$$

где k_x — компонента волнового вектора вдоль оси C₃. Специфической особенностью теллур является „двугорбый“ профиль верхней валентной зоны в направлении k_z: она имеет два максимума при |k_z| = k₀ = 2 · 10⁶ см⁻¹ (см. рис. 4, a) возвышающиеся примерно на 2 meV над локальным минимумом, расположенным посередине между ними.

В двух верхних валентных зонах волновые функции электронов Ψ_{V+} и Ψ_{V-} представляют собой су-

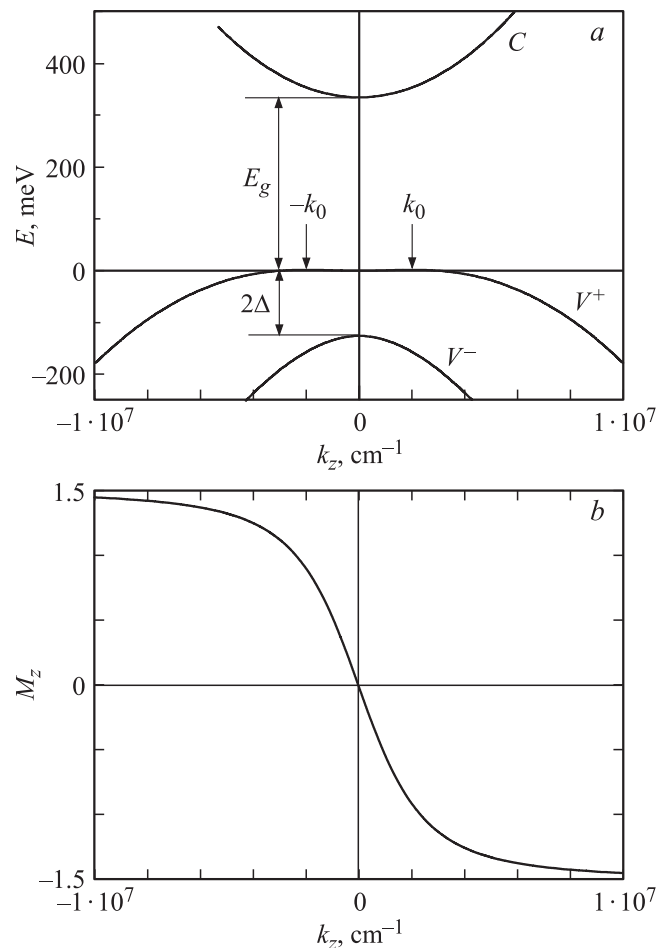


Рис. 4. Схема энергетических зон теллур (a) и зависимость средней проекции углового момента M_z для состояний верхней валентной зоны от компоненты волнового вектора электрона k_z (b).

перпозицию состояний с проекциями углового момента M_z = +3/2 и M_z = -3/2:

$$\Psi_{V\pm} = C_{3/2}^{\pm} | + 3/2 \rangle + C_{-3/2}^{\pm} | - 3/2 \rangle, \quad (16)$$

причем весовые множители монотонно зависят от волнового вектора:

$$C_{3/2}^+ = -C_{-3/2}^- = \sqrt{\frac{1+\chi}{2}}, \quad C_{-3/2}^+ = C_{3/2}^- = \sqrt{\frac{1-\chi}{2}},$$

$$\chi = \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}. \quad (17)$$

Благодаря этому в каждой из ветвей валентной зоны теллур имеется взаимнооднозначное соответствие между волновым вектором и угловым моментом электрона. В частности, для верхней ветви валентной зоны E_{V+} состоянию электрона с проекцией волнового вектора k_z

соответствует средняя проекция углового момента

$$M_z(k_z) = \left(+\frac{3}{2}\right)|C_{3/2}^+|^2 + \left(-\frac{3}{2}\right)|C_{-3/2}^+|^2 = \frac{3}{2} \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}. \quad (18)$$

В рассматриваемом кристалле теллура с симметрией D_3^4 коэффициент β отрицателен [16], вследствие этого с ростом k_z проекция углового момента электрона монотонно убывает от $+3/2$ до $-3/2$ (см. рис. 4, б).

Зона проводимости двукратно вырождена по спину и с хорошим приближением описывается анизотропным параболическим законом дисперсии [12,19,20]

$$E_C = E_g + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{\parallel}^c} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}^c}. \quad (19)$$

Схема энергетических зон теллура вблизи экстремумов показана на рис. 4, а. В данной работе все расчеты проводятся для температуры $T = 77$ К и используются следующие значения зонных параметров: $E_g = 335$ meV, $2\Delta = 126$ meV, $A = 3.64 \cdot 10^{-15}$ eV cm², $B = 3.26 \cdot 10^{-15}$ eV cm², $\beta = 2.4 \cdot 10^{-8}$ eV cm, $m_{\parallel}^c = 0.08m_0$, $m_{\perp}^c = 0.16m_0$ [20].

Недиагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xy}(j_z) \equiv i\Theta_{xyz}(\omega)j_z$, которая в соответствии с феноменологическими формулами (8)–(11) определяет эффект ИТОА, может быть рассчитана с помощью следующего микроскопического выражения [19,21], описывающего вклад межзонных переходов электронов:

$$\varepsilon_{xy}(\mathbf{j}) = i \frac{4\pi}{\hbar\omega V} \left(\frac{e}{m_0}\right)^2 \sum_{\substack{m,n,k \\ m \neq n}} f_n(\mathbf{k}) \frac{|p_{mn}^-(\mathbf{k})|^2 - |p_{mn}^+(\mathbf{k})|^2}{\omega_{mn}^2(\mathbf{k}) - \omega^2}, \quad (20)$$

где $p_{mn}^{\pm}(\mathbf{k})$ — межзонные матричные элементы оператора импульса $\hat{p}^{\pm} = (\hat{p}_x \pm i\hat{p}_y)/\sqrt{2}$, $\hbar\omega_{mn}(\mathbf{k}) = E_m(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k})$, m и n — номера зон, $f_n(\mathbf{k})$ — неравновесная функция распределения электронов в n -й зоне при протекании тока \mathbf{j} , V — объем кристалла. Данное соотношение не учитывает пространственной дисперсии (волновой вектор света q полагается равным 0), т.е. оптические переходы идут с сохранением волнового вектора электрона. Квадраты матричных элементов $|p_{mn}^-(\mathbf{k})|^2$ и $|p_{mn}^+(\mathbf{k})|^2$ пропорциональны силам осцилляторов для межзонных переходов под действием циркулярно поляризованных волн σ_- и σ_+ соответственно. Они характеризуют вклады виртуальных межзонных переходов с заданным значением k в показатели преломления n_- и n_+ соответственно.

Для света, распространяющегося вдоль оси C_3 теллура, оптические переходы между подзонами валентной зоны E_{V-} и E_{V+} запрещены правилами отбора [22]. Поэтому в спектральном диапазоне $E_g - \hbar\omega \ll E_g$ основной вклад в диэлектрическую проницаемость (и соответственно в показатели преломления нормальных волн)

дают виртуальные межзонные переходы из валентной зоны E_{V+} в зону проводимости — эти переходы разрешены правилами отбора.

В случае оптических переходов под действием волн σ_+ угловой момент электронов изменяется на $+1$, при этом возможны только переходы из состояний $M_z = -3/2$ в зоне E_{V+} в состояния $M_z = -1/2$ в зоне проводимости. Квадрат матричного элемента оператора импульса для таких виртуальных переходов пропорционален $|C_{-3/2}^+|^2$:

$$|p_{CV^+}^+(\mathbf{k})|^2 = |P_1|^2 \frac{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2} - \beta k_z}{2\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}} \quad (21)$$

и монотонно возрастает с ростом k_z (так как $\beta < 0$). В выражении (21) через P_1 обозначен матричный элемент оператора импульса, вычисленный между блоховскими амплитудами X и Z . С другой стороны, при возбуждении кристалла волной σ_- возможны только переходы из состояний $M_z = +3/2$ в зоне E_{V+} в состояния $M_z = +1/2$ в зоне проводимости (угловой момент электронов изменяется на -1), квадрат матричного элемента для таких переходов пропорционален $|C_{+3/2}^+|^2$:

$$|p_{CV^+}^-(\mathbf{k})|^2 = |P_1|^2 \frac{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2} + \beta k_z}{2\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}} \quad (22)$$

и монотонно убывает с ростом k_z . Вычисляя разность квадратов матричных элементов

$$|p_{CV^+}^-(\mathbf{k})|^2 - |p_{CV^+}^+(\mathbf{k})|^2 = |P_1|^2 \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}, \quad (23)$$

заметим, что она является нечетной функцией k_z . В отсутствие электрического тока функции распределения в обеих рассматриваемых зонах четны по k_z , за счет этого суммирование по \mathbf{k} в (20) дает нулевую недиагональную компоненту диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_{xy}(0) = 0$, что соответствует $\varphi(0) = 0$. Протекание электрического тока $\mathbf{j}||z$ вызывает асимметрию в распределении электронов по k_z , из-за чего суммирование по \mathbf{k} в (20) дает ненулевую недиагональную компоненту диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xy}(\mathbf{j})$, что в соответствии с (10) и (11) приводит к эффекту ИТОА: $\varphi(\mathbf{j}) \neq 0$.

Запишем неравновесную функцию распределения электронов в виде

$$f_n(\mathbf{k}) = f_n^0(\mathbf{k}) + \Delta f_n(\mathbf{k}), \quad (24)$$

где $f_n^0(\mathbf{k})$ — равновесная функция распределения, $\Delta f_n(\mathbf{k})$ — неравновесная добавка, обусловленная протеканием тока. При достаточно низких температурах в теллуре с проводимостью p -типа электроны в зоне проводимости отсутствуют. В этом случае эффект ИТОА полностью определяется вызванной протеканием тока неравновесной добавкой к функции распределения электронов в верхней подзоне валентной зоны E_{V+} , при этом

выражение (20) сводится к

$$\epsilon_{xy}(\mathbf{j}) = i \frac{4\pi}{\hbar\omega V} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \times \sum_{\mathbf{k}} \Delta f_{V^+}(\mathbf{k}) \frac{|p_{CV^+}^-(\mathbf{k})|^2 - |p_{CV^+}^+(\mathbf{k})|^2}{\omega_{CV^+}^2(\mathbf{k}) - \omega^2}. \quad (25)$$

Рис. 5 качественно иллюстрирует механизм ИТОА на примере вырожденного теллур p -типа. На рис. 5, a показаны виртуальные оптические переходы из зоны E_{V^+}

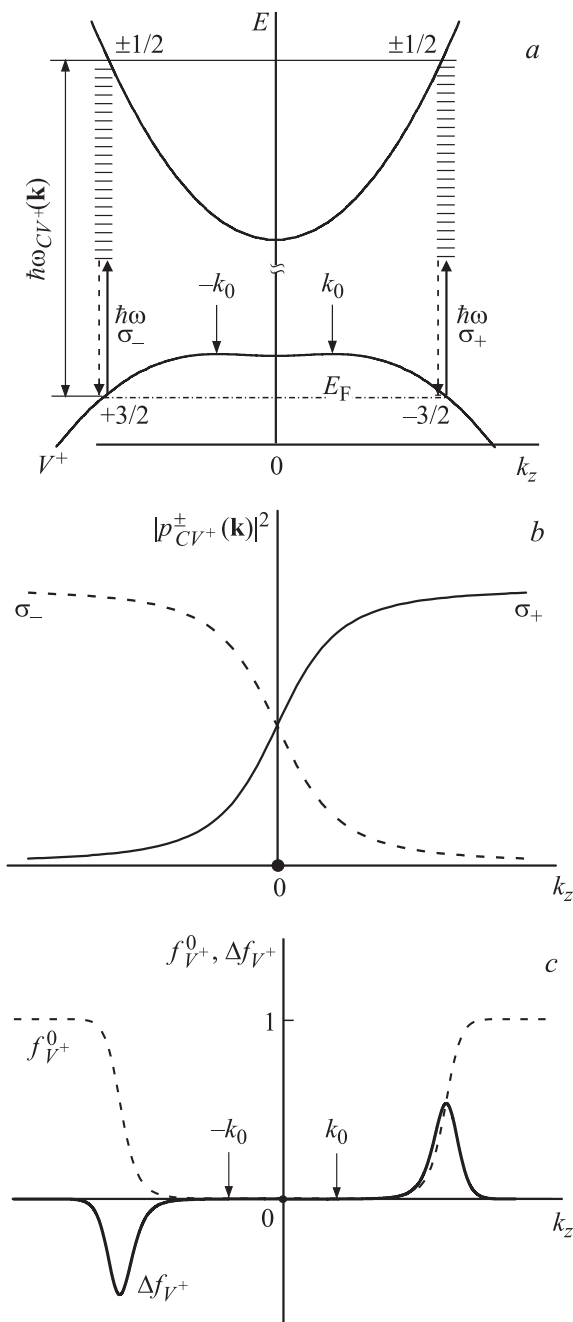


Рис. 5. Микроскопический механизм ИТОА в правовращающем теллуре (показан случай вырожденного полупроводника p -типа). Детальное описание рисунка см. в тексте.

в зону проводимости под действием световой волны с энергией фотонов $\hbar\omega < E_g$. Оптические переходы изображаются вертикальными стрелками, поскольку пространственная дисперсия не учитывается ($\mathbf{q} = 0$). Волна σ_+ -поляризации в основном возбуждает межзонные переходы при положительных k_z , а волна σ_- -поляризации — при отрицательных k_z (см. рис. 5, b). Эти виртуальные переходы определяют межзонный вклад в показатели преломления n_+ и n_- соответственно. В отсутствие электрического тока, когда функция распределения электронов при отрицательных и положительных значениях k_z симметрична (штриховая линия на рис. 5, c), показатели преломления n_+ и n_- оказываются равны друг другу.

При протекании электрического тока функция распределения электронов в зоне E_{V^+} смещается. Согласно второму закону Ньютона, импульс каждого электрона меняется в электрическом поле: $d\mathbf{p}/dt = -e\mathbf{E}$, где через $-e$ обозначен заряд электрона, \mathbf{E} — напряженность приложенного электрического поля. Поскольку заряд у электронов отрицательный, их функция распределения смещается навстречу приложенному электрическому полю. Наиболее заметное отклонение функции распределения от своего равновесного значения происходит для состояний с $k_x = 0$, $k_y = 0$ и $E(k_z) \approx E_F$. При этом неравновесная добавка к функции распределения $\Delta f_{V^+}(\mathbf{k})$ является нечетной функцией k_z (сплошная линия на рис. 5, c). Если ток протекает в положительном направлении оси z , то при положительных k_z эта добавка положительна, за счет чего показатель преломления n_+ увеличивается по сравнению с равновесным значением. При отрицательных k_z неравновесная добавка к функции распределения отрицательна, что приводит к уменьшению n_- . Другими словами, электрический ток индуцирует циркулярное двулучепреломление ($n_+ > n_-$) и, следовательно, вызывает поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света ($\varphi(\mathbf{j}) < 0$ в соответствии с феноменологической формулой (11)).

5. Спиновая ориентация дырок при протекании тока в теллуре

Поскольку все эксперименты проводились на кристаллах теллур p -типа, в дальнейших расчетах удобнее перейти от электронной энергетической диаграммы к дырочной. При этом следует иметь в виду, что отсутствие электрона с зарядом $-e$ в состоянии с волновым вектором \mathbf{k} и проекцией углового момента M_z в полностью заполненной валентной зоне $E_{V^+}(\mathbf{k})$ равносильно наличию дырки с зарядом $+e$ в состоянии с волновым вектором $-\mathbf{k}$ и проекцией углового момента $-M_z$ в пустой дырочной зоне $E_h(\mathbf{k}) = -E_{V^+}(-\mathbf{k})$. Зависимости $M_z(k_z)$ в электронной зоне $E_{V^+}(\mathbf{k})$ и дырочной $E_h(\mathbf{k})$ описываются одним и тем же соотношением (18).

Равновесное распределение дырок в этой зоне при температуре T может быть описано функцией Ферми–

Дирака

$$f_h^0(\mathbf{k}) = \left(\exp\left(\frac{E_h(\mathbf{k}) - E_F}{k_B T}\right) + 1 \right)^{-1}, \quad (26)$$

где энергия Ферми E_F определяется нормировкой на концентрацию дырок $p(T)$:

$$p(T) = \int f_h^0(\mathbf{k}) \frac{1}{(2\pi)^3} d^3k. \quad (27)$$

Приложение внешнего электрического поля \mathbf{E} трансформирует функцию распределения и приводит к протеканию электрического тока \mathbf{j} :

$$\mathbf{j} = e \int \mathbf{v}(\mathbf{k}) f_h(\mathbf{k}) \frac{1}{(2\pi)^3} d^3k = e \int \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_h}{\partial \mathbf{k}} f_h(\mathbf{k}) \frac{1}{(2\pi)^3} d^3k, \quad (28)$$

где $e > 0$ — заряд дырки, а $f_h(\mathbf{k})$ — неравновесная функция распределения дырок, которая может быть найдена с помощью кинетического уравнения Больцмана в приближении времени релаксации τ

$$\frac{\partial f_h}{\partial t} = -\frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \frac{\partial f_h}{\partial \mathbf{k}} - \frac{f_h - f_h^0}{\tau(E_h)}. \quad (29)$$

Отсюда следует, что неравновесная добавка к функции распределения дырок $\Delta f_h(\mathbf{k}) = f_h(\mathbf{k}) - f_h^0(\mathbf{k})$ в стационарных условиях описывается соотношением

$$\Delta f_h(\mathbf{k}) = -\tau(E_h) \frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \frac{\partial f_h}{\partial \mathbf{k}}. \quad (30)$$

В первом приближении

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_h}{\partial \mathbf{k}} &\approx \frac{\partial f_h^0}{\partial \mathbf{k}} = -\left(\exp\left(\frac{E_h(\mathbf{k}) - E_F}{k_B T}\right) + 1 \right)^{-2} \\ &\times \exp\left(\frac{E_h(\mathbf{k}) - E_F}{k_B T}\right) \frac{1}{k_B T} \frac{\partial E_h(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} \\ &= -f_h^0(\mathbf{k}) [1 - f_h^0(\mathbf{k})] \frac{1}{k_B T} \frac{\partial E_h(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}. \end{aligned} \quad (31)$$

Подставляя (31) в (30) и учитывая, что при $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$ произведение

$$\frac{1}{\hbar} \mathbf{E} \frac{\partial E_h}{\partial \mathbf{k}} \text{ равно } \frac{1}{\hbar} E_z \frac{\partial E_h}{\partial k_z},$$

находим неравновесную добавку к функции распределения дырок:

$$\Delta f_h(\mathbf{k}) = f_h^0(\mathbf{k}) [1 - f_h^0(\mathbf{k})] \frac{e E_z}{k_B T} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_h}{\partial k_z} \tau(E_h). \quad (32)$$

На рис. 6 представлены результаты расчета $\Delta f_h(\mathbf{k})$ для исследованного образца при максимальной плотности тока (сплошная линия), в приближении $\tau(E_h) = \text{const} = \tau_0$, величина $\tau_0 = 6.4 \cdot 10^{-13}$ с была найдена из экспериментального значения подвижности дырок

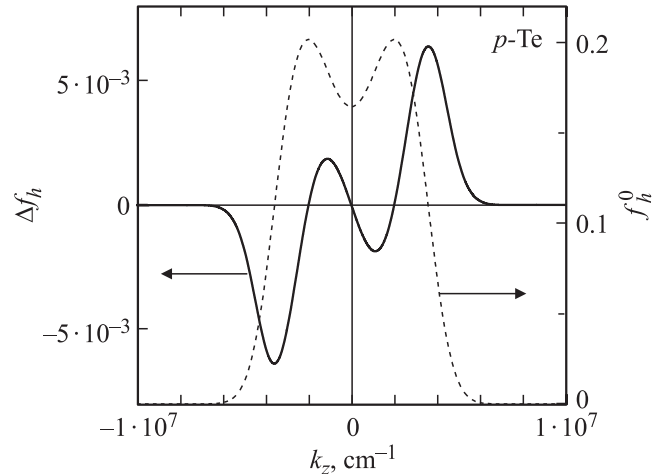


Рис. 6. Неравновесная добавка к функции распределения дырок в зоне $E_h(\mathbf{k})$, обусловленная протеканием электрического тока (сплошная линия). Расчет сделан для невырожденно-го теллура p -типа ($p = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при $j = +1400 \text{ А/см}^2$, $T = 77 \text{ К}$. Равновесная функция распределения при этой температуре показана штриховой линией.

($3300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) с помощью соотношений (28) и (32). Для сравнения на рис. 6 показана равновесная функция распределения дырок (штриховая линия).

Рисунок подтверждает, что протекание электрического тока сопровождается сдвигом функции распределения дырок в \mathbf{k} -пространстве. При положительном направлении тока ($j_z > 0$) число дырок с положительными значениями k_z оказывается больше, чем с отрицательными.

Зная связь между проекцией углового момента дырки M_z и компонентой волнового вектора k_z , можно рассчитать среднюю проекцию момента дырок

$$\langle M_z \rangle = \frac{1}{p} \int M_z(k_z) (f_h^0(\mathbf{k}) + \Delta f_h(\mathbf{k})) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (33)$$

В отсутствие тока функция распределения дырок является четной функцией k_z и средняя проекция момента дырок $\langle M_z \rangle$ равна 0, поскольку $M_z(k_z)$ — нечетная функция. При протекании электрического тока появляется нечетная по k_z добавка к функции распределения дырок и средняя величина M_z становится не равной 0:

$$\langle M_z \rangle = \frac{1}{p} \int M_z(k_z) \Delta f_h(\mathbf{k}) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (34)$$

На рис. 7 представлен результат расчета токовой зависимости средней проекции углового момента дырок в теллуре для диапазона плотностей токов, соответствующих экспериментам по ИТОА. Расчет проведен для тока, параллельного оптической оси теллура, при указанных выше параметрах кристалла с помощью соотношений (18), (32) и (34). В рамках рассмотренной модели средний спин дырок и плотность тока связаны линейной зависимостью. Как видно из рисунка, в рассмотренном случае правовращающего кристалла теллура (группа D_3^4 ,

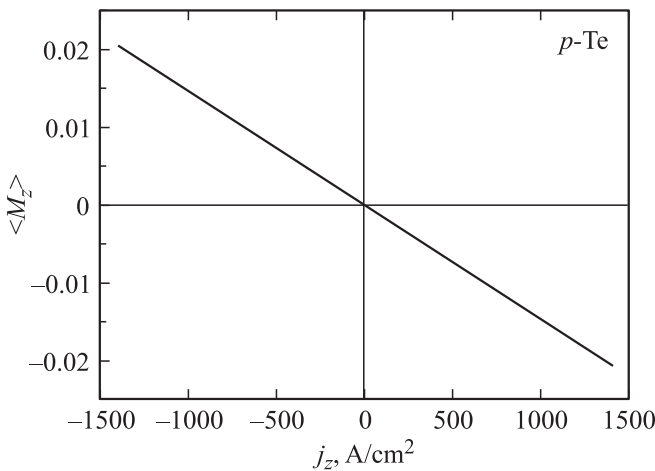


Рис. 7. Зависимость среднего спина дырок от плотности электрического тока ($\mathbf{j} \parallel z \parallel C_3$) в правовращающем кристалле p -Te (группа симметрии D_3^4). Расчет при $T = 77$ К.

$\beta < 0$) направление среднего спина дырок противоположно направлению электрического тока. Очевидно, что в левовращающем кристалле (группа D_3^6 , $\beta > 0$) электрический ток и средний спин дырок имеют одинаковое направление.

Поскольку дырки находятся в суперпозиции состояний с z -проекциями углового момента $\pm \frac{3}{2}$, удобно определить степень спиновой ориентации дырок с помощью соотношения

$$\rho = \frac{\langle M_z \rangle}{3/2}. \quad (35)$$

Максимальная абсолютная величина спиновой ориентации дырок, достигнутая в рассмотренных здесь экспериментах по ИТОА в теллуре, составляет 1.4%. Ориентация спинов пространственно однородна в области, где протекает электрический ток, и характеризуется сравнительно высокой плотностью спинов: $\sim 560 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$.

6. Обсуждение результатов

Итак, в теллуре при протекании электрического тока вдоль оптической оси кристалла происходит спиновая ориентация дырок, которая, в частности, проявляет себя в эффекте ИТОА. Найдем соотношение, которое связывает угол индуцированного током поворота плоскости поляризации света со степенью спиновой ориентации дырок. Рассмотрим невырожденный p -Te и применительно к ИТОА ограничимся спектральной областью $E_g - \hbar\omega \gg k_B T$. В этом случае в первом приближении выражение (25) можно переписать следующим образом:

$$\text{Im}\epsilon_{xy}(\mathbf{j}) \approx \frac{4\pi\hbar}{\omega V} \left(\frac{e}{m_0}\right)^2 \frac{|P_1|^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \times \sum_{\mathbf{k}} \Delta f_{V^+}(\mathbf{k}) \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}. \quad (36)$$

С учетом (18), (34) и (35) находим связь недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости с концентрацией дырок ρ и степенью их спиновой ориентации $\rho(\mathbf{j})$

$$\text{Im}\epsilon_{xy}(\mathbf{j}) \approx \frac{4\pi\hbar}{\omega V} \left(\frac{e}{m_0}\right)^2 \frac{|P_1|^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \rho \rho(\mathbf{j}). \quad (37)$$

Отсюда с помощью феноменологических формул (10) и (11) получаем выражение для угла поворота плоскости поляризации на единицу длины кристалла

$$\frac{\varphi(\mathbf{j})}{l} \approx \frac{2\pi\hbar}{c\sqrt{\epsilon_{\perp}^0}} \left(\frac{e}{m_0}\right)^2 \frac{|P_1|^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \rho \rho(\mathbf{j}). \quad (38)$$

Отметим, что в рассматриваемом приближении спектральная зависимость удельной величины ИТОА определяется множителем $[E_g^2 - (\hbar\omega)^2]^{-1}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 3).

Полагая $|P_1|^2 = m_0^2(E_g + \Delta)/(2m^*)$, $m^* = 0.1m_0$ [2,19], находим, что отношение

$$\frac{\varphi(\mathbf{j})/l}{\rho \rho(\mathbf{j})} \approx \frac{\pi\hbar e^2}{cm^* \sqrt{\epsilon_{\perp}^0}} \frac{(E_g + \Delta)}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \quad (39)$$

зависит от длины волны света, но не зависит от плотности тока. Экспериментальной величине ИТОА при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ и численно рассчитанной (в разделе 5) степени спиновой ориентации соответствует значение левой части (39), равное $2.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$, с ним удовлетворительно согласуется значение $1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$, которое дает приближенное аналитическое выражение, стоящее в правой части (39). Таким образом, для p -теллура с помощью указанного выражения по измеренной величине ИТОА $\varphi(\mathbf{j})/l$ можно легко оценить степень спиновой ориентации дырок $\rho(\mathbf{j})$.

Сопоставим результаты, полученные в p -Te, с данными по индуцированной током спиновой ориентации в других гиротропных полупроводниках и структурах.

Индуцированная током ориентация спинов, однородная по объему полупроводника, наблюдалась в эпитаксиальных слоях n -InGaAs ($n = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), выращенных на подложке GaAs [3]. Благодаря рассогласованию постоянной решетки с подложкой, эпитаксиальный слой (толщина $0.5 \mu\text{m}$) был напряженным, за счет этого его симметрия была ниже, чем у недеформированного объемного InGaAs. Максимальная степень спиновой ориентации, достигнутая в эксперименте при $T = 5$ К, составила $2.7 \cdot 10^{-4}$ (спиновая плотность $8.1 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$). Величина однородной по образцу спиновой плотности в эпитаксиальных слоях гиротропного полупроводника n -ZnSe ($d = 1.5 \mu\text{m}$, $n = 9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) при протекании тока при $T = 20$ К не превышала $12 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$ [4], что соответствует степени спиновой ориентации $1.3 \cdot 10^{-6}$. В отличие от теллура, где спины ориентируются вдоль направления тока, и в n -InGaAs, и в n -ZnSe при протекании тока вдоль эпитаксиального слоя у электронов

наблюдалась спиновая ориентация в плоскости слоя в направлении, перпендикулярном току. В цитируемых работах максимальная степень спиновой ориентации была на 2–4 порядка меньше, чем в экспериментах на монокристаллах теллура. Как отмечается в [3], микроскопический механизм наблюдавшегося в n -InGaAs эффекта не вполне ясен. В частности, зависимость эффекта от внешнего магнитного поля не удается объяснить в рамках теоретической модели [23], согласно которой пространственно однородная спиновая ориентация электронов может возникнуть при протекании электрического тока в напряженных полупроводниках A^3B^5 благодаря линейному по k спин-орбитальному расщеплению состояний зоны проводимости, которое приводит к разной скорости спиновой релаксации электронов с различными волновыми векторами. Микроскопический механизм спиновой ориентации в n -ZnSe, в котором спин-орбитальное расщепление пренебрежимо мало, также не установлен [4].

С другой стороны, если говорить о 2D-носителях заряда в квантовых ямах на основе соединений A^3B^5 , то для них теория индуцированной током спиновой ориентации детально разработана [24–28]. Микроскопическая модель эффекта сводится к следующему. Приложение электрического поля приводит к деформации функции распределения электронов в k -пространстве, она становится анизотропной. Благодаря спин-орбитальному взаимодействию это приводит к анизотропному распределению спиновой плотности с нулевым средним спином в координатном пространстве. Процессы спиновой релаксации перераспределяют спиновую плотность, в результате чего средний спин становится отличным от нуля, т.е. возникает однородная по площади квантовой ямы спиновая ориентация. В квантовых ямах, выращенных в направлении [001], латеральный электрический ток индуцирует поляризацию спинов в плоскости квантовой ямы. Для квантовых ям, выращенных в направлении [110], при латеральном токе у среднего спина возможно появление компоненты вдоль направления роста структуры. Экспериментальные результаты исследований в квантовых ямах на основе соединений A^3B^5 [1,6,7] качественно согласуются с теоретическими расчетами. Наиболее высокая степень спиновой ориентации 2D носителей заряда электрическим током была достигнута в экспериментальной работе [6], в которой исследовался одиночный гетеропереход GaAs/AlGaAs, выращенный в направлении [001], с двумерным дырочным газом (концентрация дырок $p_s = 4.15 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). При протекании латерального тока в направлении $[1\bar{1}0]$ в перпендикулярном направлении наблюдалось излучение фотолюминесценции (с торца структуры). По степени циркулярной поляризации (максимальное зарегистрированное значение: 2.5%) была оценена степень спиновой поляризации дырок. Спиновая плотность составила $\geq 100 \text{ spin}/\mu\text{m}^2$, что примерно на порядок превышает максимальную спиновую плотность, наблюдающуюся в эпитаксиальных слоях n -InGaAs и n -ZnSe (в расчете на единицу поверхности эпитаксиального слоя) [3,4].

7. Заключение

В работе проанализирована связь между индуцированной током оптической активностью и степенью спиновой ориентации дырок в теллуре. Экспериментальные исследования индуцированной током оптической активности проведены в невырожденном p -теллуре с помощью CO- и CO₂-лазеров (спектральный диапазон от 5.2 до 10.6 μm). Измерения проводились при температуре жидкого азота. Плотность электрического тока в образце варьировалась в диапазоне от -1400 до 1400 A/cm^2 , во всем диапазоне токовая зависимость ИТОА является линейной. Максимальная величина поворота плоскости поляризации (на единицу длины кристалла) составила 0.13 rad/cm .

С помощью микроскопической модели эффекта, развитой в [2], проведен расчет степени спиновой ориентации дырок в теллуре при протекании электрического тока, а также получено приближенное аналитическое выражение, связывающее величину индуцированной током оптической активности со степенью спиновой поляризации дырок. Показано, что наблюдавшаяся в эксперименте спектральная зависимость индуцированной током оптической активности хорошо описывается в рамках рассмотренной теоретической модели.

Максимальная абсолютная величина степени спиновой ориентации дырок, полученная при протекании электрического тока в проведенных в данной работе экспериментах на теллуре, составила 1.4%, что соответствует плотности спинов $\sim 560 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$. Это почти на два порядка превышает объемную плотность спинов носителей заряда, полученную при протекании электрического тока в эпитаксиальных слоях n -InGaAs [3] и n -ZnSe [4].

Выражаем глубокую признательность Л.Е. Голубу, С.Д. Ганичеву и Е.Л. Ивченко за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] V. Sih, R.C. Myers, Y.K. Kato, W.H. Lau, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. *Natur. Phys.* **1**, 31 (2005).
- [2] Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин. *Письма в ЖЭТФ* **29**, 485 (1979).
- [3] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 176 601 (2004).
- [4] N.P. Stern, S. Ghosh, G. Xiang, M. Zhu, N. Samarth, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 126 603 (2006).
- [5] W.F. Koehl, M.H. Wong, C. Poblenz, B. Swenson, U.K. Mishra, J.S. Speck, D.D. Awschalom. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 072 110 (2009).
- [6] A.Yu. Silov, P.A. Blajnov, J.H. Wolter, R. Hey, K.H. Ploog, N.S. Averkiev. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5929 (2004).
- [7] C.L. Yang, H.T. He, Lu Ding, L.J. Cui, Y.P. Zeng, J.N. Wang, W.K. Ge. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186 605 (2006).
- [8] E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev. In: *Spin Physics in Semiconductors* / Ed. M.I. Dyakonov. Springer, Berlin (2008). P. 245.
- [9] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. *Письма в ЖЭТФ* **27**, 640 (1978).

- [10] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Изд. 2-е. Наука, М. (1979). 432 с.
- [11] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах / Под ред. Л.Е. Воробьева. Наука, СПб (2000). 160 с.
- [12] Н.С. Аверкиев, В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев. ФТП **18**, 639 (1984).
- [13] S.N. Danilov, B. Wittmann, P. Olbrich, W. Eder, W. Prettl, L.E. Golub, E.V. Beregulin, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.A. Shalygin, N.Q. Vinh, A.F.G. van der Meer, B. Murrin, S.D. Ganichev. J. Appl. Phys. **105**, 013 106 (2009).
- [14] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. Nature (London) **417**, 153 (2002).
- [15] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom. Science **306**, 1910 (2004).
- [16] Ю.Г. Кусраев. УФН **180**, 759 (2010).
- [17] S. Fukuda, T. Shiosaki, A. Kawabata. Phys. Status Solidi B **68**, K107 (1975).
- [18] H. Stolze, M. Lutz, P. Grosse. Phys. Status Solidi B **82**, 457 (1977).
- [19] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. ФТТ **16**, 1933 (1974).
- [20] Л.С. Дубинская, И.И. Фарбштейн. ФТТ **20**, 753 (1978).
- [21] Н.С. Аверкиев. ФТП **18**, 724 (1984).
- [22] D. Fischer, E. Bangert, P. Grosse. Phys. Status Solidi B **55**, 527 (1973).
- [23] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер. Письма в ЖЭТФ **50**, 398 (1989).
- [24] V.M. Edelstein. Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
- [25] A.V. Chaplik, V.M. Entin, L.I. Magarill. Physica E (Amsterdam) **13**, 744 (2002).
- [26] Н.С. Аверкиев, А.Ю. Силов. ФТП **39**, 1370 (2005).
- [27] С.А. Тарасенко. Письма в ЖЭТФ **84**, 233 (2006).
- [28] L.E. Golub, E.L. Ivchenko. Phys. Rev. B **84**, 115 303 (2011).