

Поляризационно-спектральные зависимости трехфотонного межзонного поглощения света и линейно-циркулярного дихроизма в полупроводниках кубической симметрии

© В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов[✉], И.М. Эшболтаев, М.Х. Кучкаров

Ферганский государственный университет,
150100 Фергана, Республика Узбекистан

[✉] E-mail: r_rasulov51@mail.ru

Поступила в Редакцию 29 декабря 2021 г.
В окончательной редакции 17 сентября 2022 г.
Принята к публикации 19 октября 2022 г.

Рассчитаны поляризационные и частотно-поляризационные зависимости коэффициентов линейно-циркулярного дихроизма и поглощения света в полупроводниках кубической симметрии, обусловленные вертикальными трехфотонными оптическими переходами между состояниями зоны спин-орбитального расщепления и зоны проводимости в узкозонных полупроводниках в модели Кейна.

Ключевые слова: начальное, виртуальное и конечное состояния, межзонное трехфотонное поглощения света, приближение Кейна.

DOI: 10.21883/FTP.2022.10.53954.9798

1. Введение

В настоящее время основные исследования в области многофотонного поглощения света проводятся в широкозонных полупроводниках, поскольку ряд их физико-химических свойств изучен глубоко и более подробно. В этом отношении многофотонные эффекты, протекающие в узкозонных кристаллах, мало изучены как в теоретическом, так и в экспериментальном аспектах. Основная причина этого заключается в том, что теоретическое исследование ряда фотонно-кинетических явлений в узкозонных кристаллах требует использования не только приближения Латтинжера-Кона, но и многозонного подхода Кейна. В последнем случае теоретические расчеты производятся с использованием матриц размером не менее 6×6 или 8×8 .

Первые работы по двухфотонным межзонным переходам в кристаллах были выполнены в начале 60-х годов вскоре после появления лазеров [1–3]. При вычислении матричных элементов двухфотонных переходов в кристаллах использованы теории возмущений по полю неполяризованной электромагнитной волны [2,3], где использовалась двухзонная модель Кейна.

В [4–11] как теоретически, так и экспериментально исследован линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД) двух- и трехфотонного поглощения света в кристаллах. Нелинейное межзонное однофотонное поглощение поляризованного света в полуметаллах Вейля исследовано в [12]. Однако вопрос о поляризационной и частотно-поляризационной зависимости трехфотонного межзонного поглощения света в кристаллах кубической симметрии, обусловленного между состояниями зоны спин-орбитального расщепления и зоны проводимости в приближении Кейна, остался открытым, исследованию которого посвящена данная работа.

2. Поляризационная зависимость трехфотонного линейно-циркулярного дихроизма

Для того чтобы рассчитать поляризационные зависимости межзонных трехфотонных оптических переходов, с помощью которых определяются коэффициенты поглощения света и линейно-циркулярного дихроизма, более подробно рассмотрим трехфотонные оптические переходы, происходящие из состояния подзоны спин-орбитального расщепления ($|\text{SO}, -1/2\rangle$) в зоны проводимости ($|c, -1/2\rangle$), которые состоят из следующих различных переходов

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |V, m\rangle \rightarrow |V, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |c, m\rangle \rightarrow |c, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |\text{SO}, m\rangle \rightarrow |\text{SO}, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |c, m'\rangle \rightarrow |V, m\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |V, m\rangle \rightarrow |c, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |V, m\rangle \rightarrow |\text{SO}, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |\text{SO}, m\rangle \rightarrow |V, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |c, m\rangle \rightarrow |\text{SO}, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle,$$

Матричные элементы трехфотонных оптических переходов

№	Виртуальные состояния	Матричный элемент оптического перехода типа $ \text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow c - 1/2\rangle$
1	Виртуальные состояния лежат в валентной зоне	$\frac{i}{2\sqrt{3}} \frac{\hbar^2}{m_c} \frac{P_{cV} B k^2}{\hbar\omega} e'_z \left(\mathcal{R}_3 e'_+ ^2 + \mathcal{R}_4 e'_z{}^2 \right)$.
2	Виртуальные состояния лежат в подзоне спин-орбитального расщепления	$\frac{-i}{2\sqrt{3}} \left(\frac{\hbar^2}{m_c} \right)^2 \frac{P_{cV} k^2}{(\hbar\omega)^2} e'_z{}^3$.
3	Виртуальные состояния лежат в подзоне спин-орбитального расщепления принимает вид	$\frac{i}{\sqrt{3}} \frac{P_{cV} A^2 k^2}{(\hbar\omega)^2} e'_z{}^3$.
4	Первое виртуальное состояние лежит в валентной, а второе в зоне проводимости	$\frac{i}{2\sqrt{3}} \frac{\hbar^2}{m_c} \frac{P_{cV} B k^2}{\hbar\omega} e'_z \left(\mathcal{R}_5 e'_+ ^2 + \mathcal{R}_6 e'_z{}^2 \right)$.
5	Первое виртуальное состояние лежит в зоне проводимости, а второе — в валентной зоне	$\frac{i}{4\sqrt{3}} \frac{P_{cV} B^2 k^2 e'_z}{\hbar\omega} e'_z \left(\mathcal{R}_7 e'_+ ^2 + \mathcal{R}_8 e'_z{}^2 \right)$.
6	Первое виртуальное состояние лежит в валентной зоне, а второе в подзоне спин-орбитального расщепления	$\frac{-i}{12\sqrt{3}} \frac{P_{cV}^3}{\hbar\omega} e'_z \left(\mathcal{R}_9 e'_+ ^2 + \mathcal{R}_{10} e'_z ^2 \right)$.
7	Первое виртуальное состояние лежит в зоне проводимости, а второе в подзоне спин-орбитального расщепления	$\frac{i}{12\sqrt{3}} \frac{P_{cV}^3}{(\hbar\omega)^2} e'_z \left(e'_+ ^2 + e'_z ^2 \right)$.
8	Первое виртуальное состояние лежит в подзоне спин-орбитального расщепления, а второе в зоне проводимости	$\frac{-2i}{\sqrt{3}} \frac{\hbar^2}{m_c} \frac{P_{cV} A k^2}{(\hbar\omega)^2} e'_z{}^3$.
9	Первое виртуальное состояние лежит в подзоне спин-орбитального расщепления, а второе в валентной зоне	$\frac{-i}{12\sqrt{3}} \frac{P_{cV}^3}{\hbar\omega} e'_z \left(\mathcal{R}_{11} e'_+ ^2 + \mathcal{R}_{12} e'_z ^2 \right)$.

Здесь $\mathcal{R}_3 E_{hh,SO,2}^{-1} \left(\left(\frac{A}{B} - 1 \right) E_{hh,SO,1}^{-1} - E_{lh,SO,1}^{-1} \right) + 3E_{lh,SO,2}^{-1} E_{hh,SO,1}^{-1}$, $\mathcal{R}_4 = 4 \left(\frac{A}{B} - 1 \right) E_{lh,SO,2}^{-1} E_{hh,SO,1}^{-1}$, $\mathcal{R}_9 = 3E_{hh,SO,2}^{-1} + E_{lh,SO,2}^{-1}$, $\mathcal{R}_{10} = 4E_{lh,SO,2}^{-1}$, $\mathcal{R}_{11} = 3 \left(E_{hh,SO,2}^{-1} + E_{lh,SO,2}^{-1} \right)$, $\mathcal{R}_{12} = 4E_{lh,SO,2}^{-1}$.

$$\sum_{m,m'} |\text{SO}, -1/2\rangle \rightarrow |\text{SO}, m\rangle \rightarrow |c, m'\rangle \rightarrow |c, -1/2\rangle, \quad (1)$$

и отличаются друг от друга расположением виртуальных состояний и их порядком, где $|A, m\rangle \rightarrow |B, m\rangle$ описывает оптический переход из состояния $|A, m\rangle$ в состояние $|B, m\rangle$, происходящее при поглощении одного фотона, $m, m' = \pm 3/2$ для подзоны тяжелых дырок ($|hh, m\rangle$), $m, m' = \pm 1/2$ — для подзон легких дырок ($|lh, m\rangle$) и спин-орбитального расщепления ($|\text{SO}, m\rangle$) и зоны проводимости ($|c, m'\rangle$) [13,14]. Дальнейший расчет производим по золотому правилу квантовой механики [15]. Тогда каждое слагаемое из уравнения (1) имеет свой составной матричный элемент. В частности, когда оба виртуальных состояния лежат в подзонах тяжелых дырок, тогда матричный элемент трехфотонного оптического перехода в модели Кейна определяется как

$$-\frac{i}{\sqrt{3}} P_{cV} B^2 k^2 e'_z \left[3|e'_-|^2 \mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2 \left(3|e'_-|^2 + 4e'_z{}^2 \right) \right], \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_1 &= E_{hh,SO,2}^{-1} \left[\left(\frac{A}{B} - 1 \right) E_{hh,SO,1}^{-1} - E_{lh,SO,1}^{-1} \right] \\ &+ E_{lh,SO,2}^{-1} E_{hh,SO,2}^{-1}, \\ \mathcal{R}_2 &= \left(\frac{A}{B} + 1 \right) E_{lh,SO,3}^{-1} E_{lh,SO,1}^{-1}, \end{aligned}$$

E_a — энергетический спектр носителей тока в зоне $|a\rangle$, N — число поглощаемых фотонов, P_{cV} — параметр Кейна, A, B — зонные параметры кристалла, с помощью которых определяются эффективные массы легких (m_{lh}) и тяжелых дырок (m_{hh}) или параметры Латтинжера–Кона γ_1, γ_2 равенствами

$$\frac{\hbar^2}{2m_{lh}} = A + B = \frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 + 2\gamma_2),$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_{hh}} = A - B = \frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 - 2\gamma_2) \quad [13, 14],$$

e'_x, e'_y, e'_z — проекции вектора поляризации \mathbf{e} по осям x', y', z' , связанные с направлением волнового вектора электронов $\mathbf{k}(\mathbf{k} \parallel z')$, $e'_\pm = e'_x \pm ie'_y$. В частности, для линейно поляризованного света $|e'_z|^2 = \cos^2 \alpha$, $|e'_\pm|^2 = 1 - |e'_z|^2$, а для циркулярно поляризованного света

$$|e'_z|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 \beta,$$

$$|e'_\pm|^2 = 1 - |e'_z|^2 \mp P_{circ} \cos \beta \quad [4, 8, 9],$$

где $\alpha(\beta)$ — угол между векторами поляризации \mathbf{e} (волнового вектора фотона \mathbf{q}) и волнового вектора носителей тока (\mathbf{k}), P_{circ} — степень циркулярной поляризации света. Матричные элементы остальных трехфотонных оптических переходов приведены в таблице.

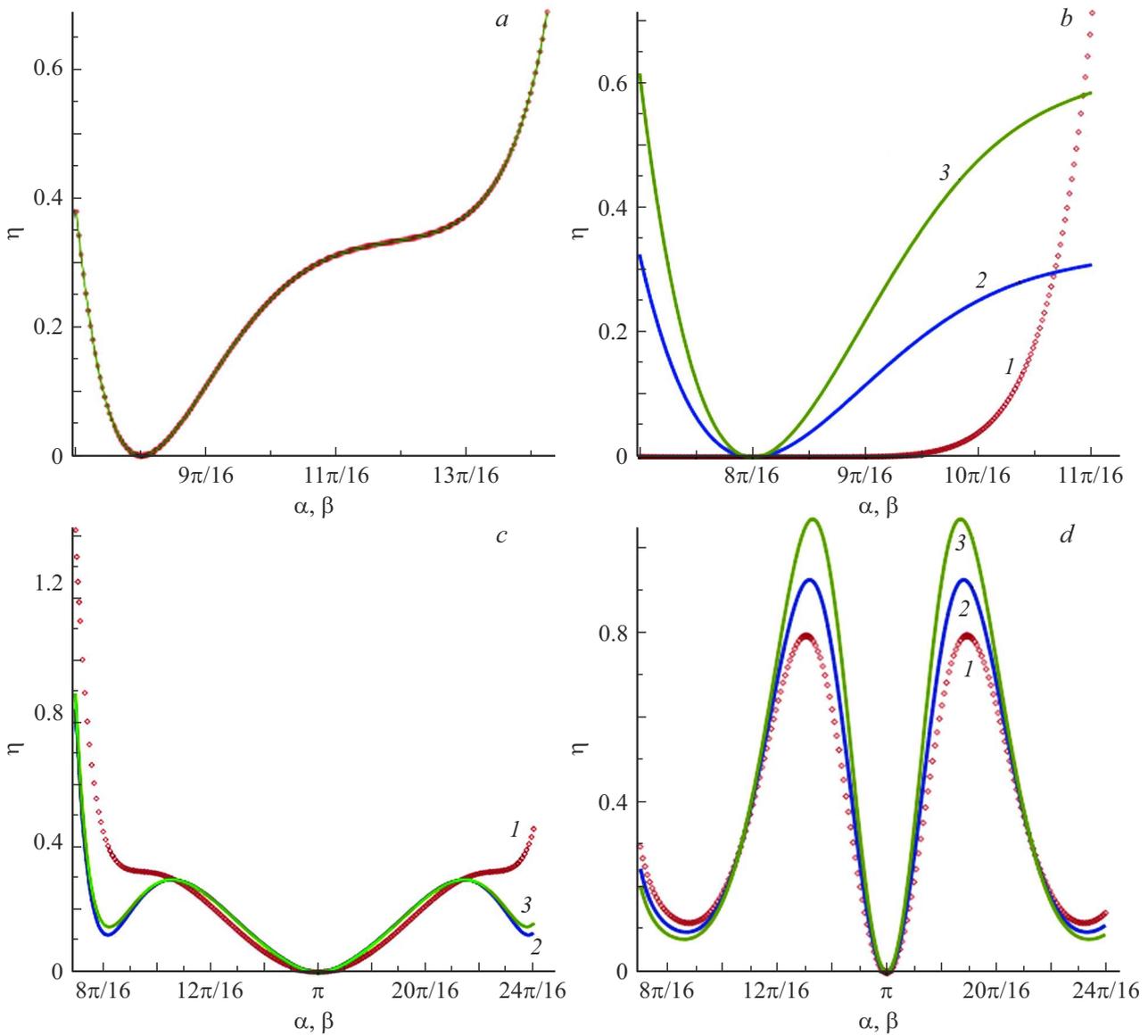


Рис. 1. Поляризационные зависимости трехфотонного линейно-циркулярного дихроизма в InSb. Кривые 1 соответствуют частоте света $\hbar\omega = 0.6$ эВ, кривые 2 — $\hbar\omega = 0.5$ эВ, а кривые 3 — $\hbar\omega = 0.44$ эВ.

Из данных таблицы видно, что имеются семь различных оптических переходов, отличающихся друг от друга промежуточными состояниями, дающих различные вклады на результирующий коэффициент трехфотонного поглощения света (линейно-циркулярного дихроизма) как для линейной, так и для циркулярной поляризации света в кристаллах кубической симметрии со сложной зонной структурой из-за разности их зависимостей от компонент вектора поляризации, зонных параметров и энергетических знаменателей.

Аналогичным образом определяются матричные элементы трехфотонных межзонных оптических переходов из $|SO, -1/2\rangle$ в $|c, +1/2\rangle$ и из $|SO, +1/2\rangle$ в $|c, \pm 1/2\rangle$.

Расчеты, проведенные по золотому правилу квантовой механики [11] для InSb показывают, что в трехфотонных

переходах типа $|SO \pm 1/2\rangle \Rightarrow |c, \pm 1/2\rangle$ график поляризационной зависимости коэффициента трехфотонного линейно-циркулярного дихроизма, определяемый отношением вероятностей оптических переходов $\eta = W_{c,m'_c;SO,m}^{(lin)} / W_{c,m'_c;SO,m}^{(circ)}$, представлен на рис. 1, а, если два виртуальных состояния лежат в подзонах валентной зоны, и рис. 1, б, если оба виртуальных состояния лежат в зоне проводимости, а также рис. 1, с, если первоначальные виртуальные состояния лежат в зоне проводимости, а следующие — в валентной зоне, где вероятность N фотонного оптического перехода

$$W_{c,m'_c;SO,m_{SO}}^{(N)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\zeta, m_c} |M_{c,m'_c;\zeta,m'_c;SO,m_{SO}}(\mathbf{k})|^2 \times [f_c(\mathbf{k}) - f_{SO}(\mathbf{k})] \cdot \delta(E_c(\mathbf{k}) - E_{SO}(\mathbf{k}) - N\hbar\omega), \quad (3)$$

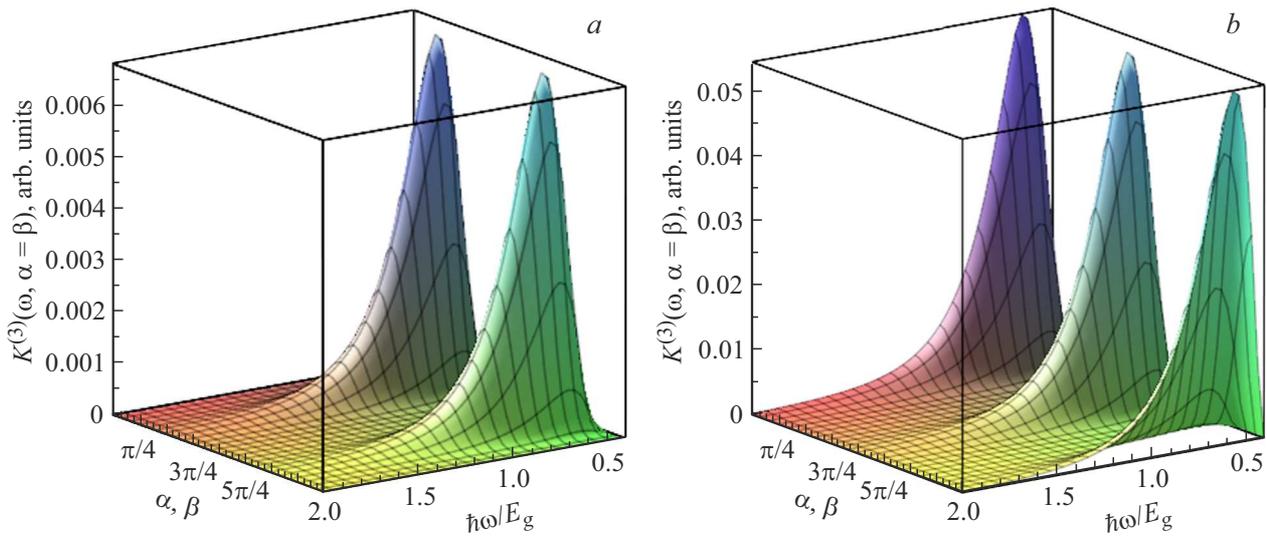


Рис. 2. Частотно-поляризационные зависимости коэффициента трехфотонного поглощения света в InSb. *a* — соответствует циркулярной поляризации, *b* — линейной поляризации.

$|\zeta, m'_\zeta\rangle$ — описывает виртуальные состояния: $|V_{hh}, m'_{hh}\rangle (m'_{hh} = \pm 3/2)$ и для подзоны тяжелых и легких дырок; $|\text{SO}, m'_{\text{SO}}\rangle (m'_{\text{SO}} = \pm 1/2)$ — для подзоны спин-орбитального расщепления; $M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(N)}(\mathbf{k})$ — составной матричный элемент рассматриваемого оптического перехода, $E_c \mathbf{k} [E_{\text{SO}}(\mathbf{k})]$ и $f_c(\mathbf{k}) [f_{\text{SO}}(\mathbf{k})]$ — энергетический спектр носителей тока в зоне проводимости (в подзоне спин-орбитального расщепления) и функция распределения носителей тока, m'_ζ — собственное значение оператора полного момента, $\zeta = c, V_I, \text{SO}$. Матричный элемент оператора электрон-однофотонного взаимодействия определяется как

$$H_{ll'} = \frac{e}{im_0\omega} \left(\frac{2\pi I}{n_\omega c} \right)^{1/2} (\mathbf{e} \cdot \mathbf{p})_{ll'},$$

где \mathbf{p} — оператор импульса, I — интенсивность света, показатель преломления кристалла на частоте ω .

Поскольку $M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(N)}(\mathbf{k})$ имеет несколько составляющих (см. таблицу), то при расчетах надо использовать (например, для А и В типов оптического перехода) следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \left| M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(N)}(k_{c,mV_I}^{N\omega}) \right|^2 &= \left| M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(A)}(k_{c,mV_I}^{(N\omega)}) \right|^2 \\ &+ \left| M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(B)}(k_{c,mV_I}^{(N\omega)}) \right|^2 \\ &+ \left[M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(A)}(k_{c,mV_I}^{(N\omega)}) \right]^* M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(B)}(k_{c,mV_I}^{(N\omega)}) \\ &+ M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(A)}(k_{c,mV_I}^{(N\omega)}) \left[M_{c,m'_\zeta;\zeta,m'_\zeta;V,m'_V}^{(B)}(k_{c,mV_I}^{(N\omega)}) \right]^*, \end{aligned} \quad (4)$$

где волновой вектор носителей тока в конечном состоянии, определяемый из закона сохранения энергии для N

фотонного перехода, равен

$$k_{c,m_{\text{SO}}}^{(N\omega)} = \left[\frac{2m_c m_{\text{SO}}}{m_c + m_{\text{SO}}} \right] (N\hbar\omega - E_g - \Delta_{\text{SO}}),$$

Δ_{SO} — энергия спин-орбитального расщепления. Отметим, что энергетические спектры носителей тока во всех зонах приняты как параболические (если три ветви зонной структуры полупроводника непараболические, тогда квадратичная зависимость энергии от волнового вектора приближенно восстанавливается лишь вблизи краев зон Бриллюэна), т.е.

$$E_c(\mathbf{k}) = E_g + \frac{\hbar^2 K^2}{2m_c}, \quad E_{\text{SO}}(\mathbf{k}) = -\Delta_{\text{SO}} + \frac{\hbar^2 k^2}{1m_{\text{SO}}},$$

где $m_c (m_{\text{SO}})$ — эффективные массы в зоне $c (\text{SO})$.

Для трехфотонных переходов типа $|\text{SO}, \pm 1/2\rangle \Rightarrow |c, \mp 1/2\rangle$: если оба виртуальных состояния лежат в подзонах валентной зоны, то график поляризационной зависимости коэффициента трехфотонного линейно-циркулярного дихроизма описывается рис. 1, *d*. Аналогичным образом определяются поляризационные зависимости коэффициента линейно-циркулярного дихроизма трехфотонного поглощения света, отличающиеся от вышеприведенных случаев типом и порядком виртуальных состояний, через которые происходят трехфотонные оптические переходы. При количественных расчетах численные значения зонных параметров взяты из работы [16].

Таким образом, была показана поляризационная зависимость линейно-циркулярного дихроизма трехфотонного поглощения света от типа оптических переходов. Поскольку матричные элементы некоторых оптических переходов в числителе имеют различия в энергии носителей тока, которые в определенной области частоты

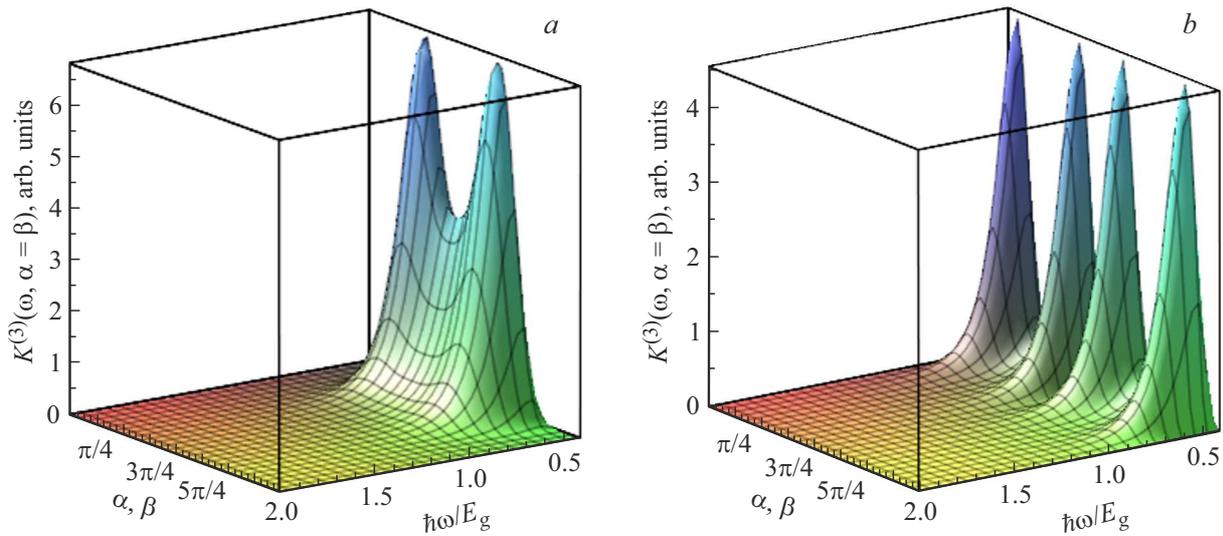


Рис. 3. Частотно-поляризационные зависимости коэффициента трехфотонного поглощения света в InSb. *a* — соответствует циркулярной поляризации, *b* — линейной поляризации.

света стремятся к нулю, что приводит к аномальному росту спектральной зависимости коэффициента трехфотонного поглощения света. Но это явление не приводит к заметному изменению в спектральной зависимости линейно-циркулярного дихроизма, поскольку коэффициент линейно-циркулярного дихроизма определяется отношением вероятностей оптических переходов, происходящих при поглощении света линейной и циркулярной поляризации.

3. Поляризационно-спектральные зависимости коэффициента трехфотонного поглощения света

Теперь проанализируем поляризационно-спектральные зависимости коэффициента поглощения света для InSb, обусловленные трехфотонными переходами типа $|SO, \pm 1/2\rangle \rightarrow |c, \pm 1/2\rangle$ и $|SO, \pm 1/2\rangle \rightarrow |c, \mp 1/2\rangle$, рассчитанного по формуле

$$K^{(N)}(\omega, T) = \frac{N\hbar\omega}{I} \sum_{c, m'_c; \zeta, m'_\zeta; SO, m'_{SO}} W_{c, m'_c; \zeta, m'_\zeta; SO, m'_{SO}}^{(N)}. \quad (5)$$

Расчеты показывают, что график поляризационной зависимости коэффициента трехфотонного поглощения света в полупроводнике InSb для вышеуказанных трехфотонных переходов представлен на рис. 2, когда два виртуальных состояния лежат в подзонах валентной зоны, и рис. 3, если первоначальные виртуальные состояния лежат в зоне проводимости, а следующие — в валентной зоне.

Расчеты показывают, что основной вклад в коэффициент трехфотонного поглощения света дают оптические переходы, у которых начальные виртуальные состояния

лежат в зоне проводимости, а следующие — в валентной зоне.

4. Заключение

Из вышеперечисленных результатов и рис. 1–3 видно, что как поляризационная, так и частотно-поляризационная зависимости коэффициентов трехфотонного поглощения света и линейно-циркулярного дихроизма имеют несколько экстремумов. Это объясняется спецификой моделей Кейна и Латтинжера–Кона, используемых при исследовании зонной структуры в узкозонных кристаллах [13,14]. В частности, в модели Кейна некоторые недиагональные матричные элементы оператора импульса не зависят, а в приближении Латтинжера–Кона зависят от волнового вектора носителей тока. Поэтому каждый тип оптических переходов дает неодинаковый вклад в частотную и частотно-поляризационную зависимости коэффициента трехфотонного поглощения света и линейно-циркулярного дихроизма, поскольку энергетические знаменатели в составном матричном элементе рассматриваемого оптического перехода зависят от типа виртуальных состояний, через которые проходят однофотонные переходы.

В заключение отметим, что можно анализировать частотно-поляризационные зависимости межзонных оптических переходов, происходящие из подзон легких и тяжелых дырок валентной зоны в зону проводимости. Этот случай требует отдельного рассмотрения, чему будет посвящена отдельная работа.

Финансирование работы

Работа выполнена в Ферганском государственном университете.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Miller, A. Johnston, J. Dempsey, J. Smith, C.R. Pidgeon, G.D. Holah. *J. Phys.*, **12**, 4839 (1978).
- [2] C.R. Pidgeon, B.S. Wherrett, A.M. Johnston, J. Dempsey, A. Miller. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 1785 (1979).
- [3] R. Brauneis, N. Ockman. *Phys. Rev. A*, **34**, 499 (1964).
- [4] Р.Я. Расулов. Докт. дис. *Поляризационные оптические и фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света* (СПб., 1993).
- [5] Е.Л. Ивченко. *ФТТ*, **14** (12), 3489 (1972).
- [6] Е.В. Берегулин, Д.П. Дворников, Е.Л. Ивченко, И.Д. Ярошецкий. *ФТП*, **9** (5), 876 (1975).
- [7] С.Б. Арифжанов, Е.Л. Ивченко. *ФТТ*, **17**, 81 (1975).
- [8] Р. Я. Расулов. *ФТТ*, **35** (6), 1674 (1993).
- [9] V.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov, I.M. Eshboltaev. *Phys. Solid State*, **59** (3), 463 (2017).
- [10] V.R. Rasulov, R.Ya. Rasulov, I.M. Eshboltaev, M.X. Qo'chqorov. *Eur. J. Appl. Phys.*, **3–4** (5), 48 (2021).
- [11] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко. *Письма ЖЭТФ*, **113** (1), 10 (2021).
- [12] N.V. Leppenen, E.L. Ivchenko, L.E. Golub. *Phys. Status Solidi B*, **256**, 1900305 (2019).
[https://doi.org/10.1002/pssb.201900305/](https://doi.org/10.1002/pssb.201900305)
- [13] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Медиа, 2012).
- [14] Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. *Симметрия и реальная зонная структура полупроводников* (Ташкент, Фан, 1989).
- [15] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М., Физматлит, 2004) т. III.
- [16] I. Vurgaftman, J.R.M. Meyer, J.R. Ram-Moha. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).

Редактор Г.А. Оганесян

Polarization-spectral dependences of three-photon interband absorption of light and linear-circular dichroism in semiconductors with cubic symmetry

V.R. Rasulov, R.Y. Rasulov, I.M. Eshboltaev, M.X. Qo'chqorov

Fergana State University,
150100 Ferghana, Republic of Uzbekistan

Abstract The polarization and frequency-polarization dependences of the linear-circular dichroism and light absorption coefficients in semiconductors of cubic symmetry, caused by vertical three-photon optical transitions between the states of the spin-orbit splitting and conduction bands, are calculated in narrow-gap semiconductors in the Kane model.