

Анизотропия поляризации межзонной фотолюминесценции в n -InAs, индуцированная электрическим полем

© Р.Б. Адамов, М.Я. Винниченко[✉], Н.Ю. Харин, Д.А. Караулов, Д.А. Фирсов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия

[✉] E-mail: mvin@spbstu.ru

Поступила в Редакцию 30 сентября 2024 г.

В окончательной редакции 7 ноября 2024 г.

Принята к публикации 7 ноября 2024 г.

Рассчитана степень линейной поляризации межзонной фотолюминесценции в кристалле InAs, легированном донорами, в электрическом поле. Анизотропия поляризации возникает благодаря анизотропии функции распределения электронов по состояниям в импульсном пространстве, связанной с дрейфом электронов в электрическом поле, и зависимости оптических матричных элементов от угла между вектором поляризации и волновым вектором электрона. Использовалась квазиравновесная функция распределения, сдвинутая в пространстве скоростей. Температура электронов определялась из уравнения баланса мощности. В расчете скорости потерь энергии горячими электронами учитывался эффект накопления неравновесных фононов. Непараболичность зоны проводимости учитывалась с помощью кейновского закона дисперсии.

Ключевые слова: анизотропия функции распределения, межзонная фотолюминесценция, анизотропия поляризации, электронная температура.

DOI: 10.61011/FTP.2024.09.59312.7123

1. Введение

Фотолюминесценция (ФЛ) является мощным неразрушающим инструментом характеристики полупроводников и полупроводниковых наноструктур [1]. Анализ спектров фотолюминесценции позволяет определять такие важные характеристики, как энергетический спектр носителей заряда [2], энергию связи экситонов [3], времена жизни неравновесных носителей заряда [4]. С помощью анализа спектров фотолюминесценции были определены характерные времена межэлектронного и электрон-фононного взаимодействия в графене [5]. В устройствах GaN НЕМТ были одновременно определены температурные карты кристаллической решетки и горячих электронов [6]. Начальным этапом разработки многих оптоэлектронных приборов (квантово-каскадных и инжекционных лазеров, светодиодов, фотодетекторов, источников одиночных фотонов и др.) является исследование фотолюминесценции при межзонной оптической накачке.

Особый интерес вызывает исследование фотолюминесценции и других оптических явлений в сильно неравновесных условиях. Исследование оптических явлений, связанных с неравновесными носителями заряда, представляет значительный интерес, поскольку многие оптоэлектронные приборы (каскадные и инжекционные полупроводниковые лазеры, каскадные фотоприемники, модуляторы излучения) работают в условиях разогрева носителей заряда. На основе плазмонных структур металл–полупроводник созданы детекторы излучения на горячих электронах [7–9]. Чувствительность таких детекторов пока невелика по сравнению с классическими приборами на основе InAs, GaAs и CdHgTe, однако имеются перспективы ее увеличения [7].

Одним из способов создания неравновесных распределений носителей заряда является поглощение излучения с энергией кванта, существенно превышающей ширину запрещенной зоны. Неравновесное распределение фотовозбужденных электронов по состояниям, формирующееся в процессах термализации и рекомбинации, теоретически рассмотрено в работе [10] с учетом разогрева электронов, дырок и фононов.

Ярким примером проявления анизотропного эффекта при разогреве электронов светом является так называемая „горячая фотолюминесценция“ [11], которую можно наблюдать, если энергия кванта линейно поляризованного возбуждающего излучения существенно превышает ширину запрещенной зоны полупроводника. В этом случае на начальной стадии энергетической релаксации возникает выстраивание импульсов неравновесных электронов, связанное с зависимостью оптического матричного элемента от угла между импульсом электрона и вектором поляризации излучения. Анизотропное распределение неравновесных электронов приводит к анизотропии поляризации рекомбинационного излучения. Такая анизотропия наблюдается для коротковолнового края спектра излучения.

В случае горячей фотолюминесценции анизотропное распределение неравновесных электронов по импульсам создается за счет анизотропного возбуждения. За время энергетической релаксации на дно зоны проводимости распределение электронов по импульсам становится симметричным, и линейная поляризация фотолюминесценции исчезает. Сформировать анизотропное распределение термализованных электронов по импульсам можно путем приложения электрического поля, вызывающего разогрев и дрейф электронов. Дрейф электронов в электрическом поле означает наличие у них

среднего дрейфового импульса, направленного вдоль электрического поля. В соответствии с зависимостью оптических матричных элементов от угла между импульсом электрона и вектором поляризации, интенсивности рекомбинационного излучения, поляризованного параллельно и перпендикулярно приложенному полю, будут различаться.

Анизотропия поляризации люминесценции горячих электронов в электрическом поле наиболее заметно должна проявляться в полупроводниках с высокой подвижностью. Ранее этот эффект наблюдался в n -InSb [12], однако детально это явление и его спектральная зависимость не изучались. Фотолюминесценция в n -InN в условиях приложенного электрического поля изучалась в работе [13]. Однако в этой работе анализировалось влияние на спектр люминесценции только разогрева электронов в электрическом поле, а поляризационные характеристики ФЛ не исследовались. Результаты экспериментального исследования спектров инфракрасной фотолюминесценции легированного эпитаксиального слоя арсенида галлия в условиях разогрева носителей заряда электрическим полем приведены в работе [14]. Была обнаружена и исследована анизотропия поляризации излучения фотолюминесценции, возникающая из-за анизотропии функции распределения горячих электронов и угловой зависимости межзонного оптического матричного элемента в импульсном пространстве. Было показано, что экспериментальные данные согласуются с теоретической моделью (расчеты были выполнены в параболическом приближении).

Влияние неравновесного распределения электронов по состояниям на оптические характеристики полупроводника, связанные с межзонными переходами носителей заряда, изучалось также в работе [15], в которой продемонстрировано влияние дрейфа электронов в n -InSb в электрическом поле на межзонное поглощение излучения двух поляризаций — вдоль приложенного поля и перпендикулярно ему. Зависимость поглощения излучения от его поляризации описывалась в рамках параболического приближения.

В настоящей работе приводятся результаты детального расчета анизотропии поляризации люминесценции в объемном полупроводнике n -InAs, обладающем высокой подвижностью. В расчете учтена непараболичность зоны проводимости и эффект накопления неравновесных оптических фононов. Отметим, что возможность управлять поляризацией излучения фотолюминесценции представляет интерес для разработки источников излучения с заданной поляризацией.

2. Определение температуры горячих электронов

Все расчеты в данной работе выполнены для объемного полупроводника n -InAs, легированного до уровня $n = 2.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температуре решетки $T_0 = 90 \text{ К}$.

Необходимым условием наблюдения анизотропии поляризации фотолюминесценции в кубическом полупроводнике в электрическом поле является анизотропная деформация функции распределения в импульсном пространстве. При достаточно больших концентрациях свободных электронов межэлектронные столкновения эффективно перераспределяют между электронами энергию, поступающую от электрического поля. В этом случае можно использовать квазиравновесную функцию распределения Ферми–Дирака или Максвелла–Больцмана $f_e(\mathbf{k})$ (\mathbf{k} — волновой вектор электрона), в качестве параметров которой выступают электронная температура $T_e > T_0$ и дрейфовая скорость v_{dr} [16]. Дрейфовая скорость может быть определена из эксперимента путем анализа вольт-амперной характеристики.

Найдем зависимость электронной температуры от приложенного электрического поля. Внешнее электрическое поле приводит к увеличению средней энергии свободного электрона со скоростью $e\mu_e \mathbf{F}^2$, где e — заряд носителя, \mathbf{F} — напряженность приложенного электрического поля, μ_e — подвижность электронов. Стационарное состояние достигается, когда средняя скорость набора энергии электронами уравнивается средней скоростью ее передачи фононной подсистеме $\langle dE/dt \rangle$:

$$e\mu_e \mathbf{F}^2 = \langle dE/dt \rangle. \quad (1)$$

Средняя скорость потерь энергии электроном определяется путем усреднения скорости потерь энергии dE/dt , зависящей от механизма рассеяния, по ансамблю электронов. Доминирующим механизмом релаксации энергии свободных электронов в InAs при температуре жидкого азота и не слишком высоких концентрациях электронов является рассеяние на продольных оптических ЛО-фононах [17]. Благодаря конечному времени жизни неравновесных фононов, испускаемых электронами с достаточно большой энергией, становится заметным эффект накопления фононов, который должен быть учтен при расчетах. Для этого удобно использовать другой подход к расчету средней скорости потерь энергии, основанный на использовании скорости изменения числа фононов за счет рассеяния.

Число фононов определяется их функцией распределения (ФР) N_q . В состоянии равновесия ФР оптических фононов соответствует статистике Бозе–Эйнштейна:

$$N_{q0} = \left(\exp \left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T_0} \right) - 1 \right)^{-1}, \quad (2)$$

где $\hbar\omega_{LO} = 29.8 \text{ мэВ}$ [18] — энергия продольного оптического фонона в InAs, k_B — постоянная Больцмана.

При учете накопления ЛО-фононов ФР можно представить как сумму равновесной ФР и неравновесной добавки:

$$N_q = N_{q0} + \frac{dN_q}{dt} \tau_q^{LO}, \quad (3)$$

где τ_q^{LO} — время жизни неравновесных ЛО-фононов. Время жизни неравновесных оптических фононов в InAs

определяется процессом распада длинноволнового оптического фонона на два коротковолновых акустических фонона [19]. Для расчетов мы использовали значение $\tau_q^{\text{LO}} = 5.8$ пс, полученное в работе [19] для температуры решетки 77 К. При увеличении температуры решетки до 90 К время жизни незначительно уменьшится, что не должно существенно изменить полученные результаты.

Теперь можно записать среднюю скорость потери энергии электроном как произведение скорости изменения ФР фононов dN_q/dt на энергию фонона $\hbar\omega_{\text{LO}}$, просуммированное по всем волновым векторам фононов \mathbf{q} и деленное на количество электронов nV , где V — нормировочный объем:

$$\langle dE/dt \rangle = \frac{\sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\text{LO}} \frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt}}{nV}. \quad (4)$$

Скорость изменения числа фононов $\frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt}$ может быть определена с использованием теории возмущения [16]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt} = & \frac{2\pi}{\hbar} \sum_k \{ |\langle \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} + 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ & \times f_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \delta(E_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - E_e(\mathbf{k}) - \hbar\omega_{\text{LO}}) \\ & - |\langle \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} - 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ & \times f_e(\mathbf{k}) \delta(E_e(\mathbf{k}) - E_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + \hbar\omega_{\text{LO}}) \}, \quad (5) \end{aligned}$$

где первый член связан с испусканием фононов свободными электронами, а второй — с их поглощением; δ -функция Дирака отражает закон сохранения энергии.

В данной работе при расчете $dN_{\mathbf{q}}/dt$ по (5) мы учитываем непараболичность закона дисперсии для зоны проводимости, используя модель Кейна [20]:

$$E_e(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2 k^2}{m_e}} - 1 \right), \quad (6)$$

где $\alpha = \frac{1}{E_g} (1 - \frac{m_e}{m_0})^2$ — параметр непараболичности [21], $E_g = 0.405$ мэВ — ширина запрещенной зоны InAs при температуре 90 К [22], m_0 — масса свободного электрона, $m_e = 0.026m_0$ — эффективная масса электронов в точке Γ зоны проводимости [22]. Использование модели Кейна для описания закона дисперсии зоны проводимости InAs в равновесном случае является общепринятым подходом. В настоящей работе используется относительно невысокая концентрация свободных электронов, которые занимают состояния вблизи дна зоны, так что взаимодействием с удаленными зонами можно пренебречь. В электрических полях, не превышающих 1000 В/см, сдвиг функции распределения относительно зоны Бриллюэна также невелик.

С целью упрощения расчетов мы используем в (5) матричные элементы, соответствующие параболическому приближению. В этом случае с учетом экранирования квадраты модулей матричных элементов, связанных

с испусканием и поглощением фононов, выглядят следующим образом [17]:

$$\begin{aligned} & |\langle \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} + 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ & = \frac{2\pi\hbar^2 e E_0}{V m_e q^2} (1 + (qr_D)^{-2})^{-2} (N_{\mathbf{q}} + 1), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & |\langle \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} - 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ & = \frac{2\pi\hbar^2 e E_0}{V m_e q^2} (1 + (qr_D)^{-2})^{-2} N_{\mathbf{q}}, \quad (8) \end{aligned}$$

где $E_0 = em_e \hbar \omega_{\text{LO}} (\varepsilon_{\infty}^{-1} - \varepsilon_0^{-1}) / \hbar^2$ — константа взаимодействия электрона с LO-фононом, $\varepsilon_{\infty} = 11.91$ и $\varepsilon_0 = 14.55$ — высокочастотная и низкочастотная диэлектрическая проницаемость [18], $r_D = (\varepsilon_{\infty} k_B T_e / 4\pi e^2 n)^{1/2}$ — радиус экранирования Дебая для невырожденного электронного газа.

Для рассматриваемой концентрации электронов n электронный газ является невырожденным. Если не учитывать слабую анизотропию в распределении фононов по q , связанную с дрейфом электронов в поле (и, соответственно, с анизотропией функции распределения электронов по импульсам), то в (5) можно считать ФР неравновесных электронов симметричной в импульсном пространстве и подчиняющейся статистике Максвелла–Больцмана:

$$f_e(\mathbf{k}) = f_{e0}(\mathbf{k}) = \frac{n}{N_c} \exp\left(-\frac{E_e(k)}{k_B T_e}\right), \quad (9)$$

где T_e — неравновесная температура горячих электронов, а $N_c = \int_{\text{ZB}} \exp\left(-\frac{E_e(k)}{k_B T_e}\right) \frac{2dk}{(2\pi)^3}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, полученная интегрированием в границах зоны Бриллюэна (ZB).

Отметим, что δ -функция Дирака симметрична, и перейдем в (5) от суммирования по всем k первой зоны Бриллюэна к интегрированию:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt} = & \frac{2\pi}{\hbar} \int_{\text{ZB}} \{ |\langle \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} + 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ & \times f_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - |\langle \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} - 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ & f_e(\mathbf{k}) \} \delta(E_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - E_e(\mathbf{k}) - \hbar\omega_{\text{LO}}) \frac{2V d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}, \quad (10) \end{aligned}$$

где $\frac{2V d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}$ — число квантовых состояний в элементарном объеме $d\mathbf{k} = dk_x dk_y dk_z$ с учетом двухкратного спинового вырождения. Перейдем к интегрированию по сферическим координатам ($0 \leq \theta \leq \pi$ — полярный угол, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ — азимутальный угол, k — модуль волно-

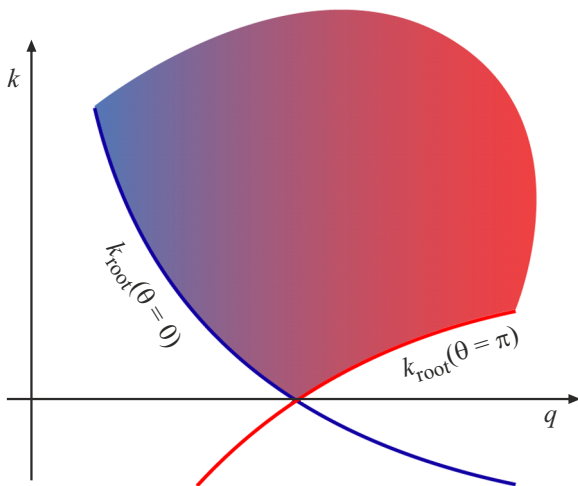


Рис. 1. Область допустимых значений k и q , удовлетворяющих закону сохранения энергии при любом допустимом полярном угле, выделена цветным градиентом. Синяя и красная сплошные кривые демонстрируют зависимости k_{root} при граничных значениях $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ соответственно. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

вого вектора, d — период кристаллической решетки):

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt} &= \frac{2\pi}{\hbar} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_0^{\pi/d} \{ |\langle \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} + 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ &\times f_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - |\langle \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} - 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \cdot f_e(\mathbf{k}) \} \\ &\times \delta(E_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - E_e(\mathbf{k}) - \hbar\omega_{\text{LO}}) \frac{2k^2 V \sin \theta dk d\theta d\varphi}{(2\pi)^3}. \end{aligned} \quad (11)$$

Направим ось OZ по направлению вектора \mathbf{q} . Отметим, что подынтегральное выражение не зависит от угла φ , а $f_e(\mathbf{k} + \mathbf{q}) = f_e(k, q, \cos \theta)$.

Обозначим через $I(\cos \theta)$ аргумент δ -функции в (11) и выразим энергии $E_e(\mathbf{k} + \mathbf{q})$ и $E_e(\mathbf{k})$, используя закон дисперсии (6):

$$\begin{aligned} I(\cos \theta) &= \frac{1}{2\alpha} \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2(\mathbf{k}^2 + \mathbf{q}^2 + 2qk \cdot \cos \theta)}{m_e}} - 1 \right) \\ &- \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2\mathbf{k}^2}{m_e}} - 1 \right) - \hbar\omega_{\text{LO}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Заменим аргумент δ -функции в (11) на $\cos \theta$:

$$\begin{aligned} \delta(\cos \theta) &= \frac{\delta(\cos \theta - \cos \theta_{\text{root}})}{\left| \frac{dI}{d \cos \theta} \Big|_{\cos \theta = \cos \theta_{\text{root}}} \right|} \\ &= \frac{\delta(\cos \theta - \cos \theta_{\text{root}}) \sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2(k^2 + q^2 + 2qk \cdot \cos \theta_{\text{root}})}{m_e}}}{\hbar^2 q k}. \end{aligned} \quad (13)$$

Корнем аргумента δ -функции в (11) является

$$\cos \theta_{\text{root}} = \frac{\left(\left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2 k^2}{m_e}} + 2\alpha\hbar\omega_{\text{LO}} \right)^2 - 1 \right) \frac{m_e}{2\alpha\hbar^2} - q^2 - k^2}{2qk}. \quad (14)$$

Таким образом, выражение для скорости изменения числа фононов может быть преобразовано следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt} &= \frac{4\pi^2}{\hbar} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_0^{\pi/d} \{ |\langle \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} + 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ &\times f_e(k, q, \cos \theta) - |\langle \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} - 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \cdot f_e(\mathbf{k}) \} \\ &\times \frac{\delta(\cos \theta - \cos \theta_{\text{root}}) \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2 k^2}{m_e}} + 2\alpha\hbar\omega_{\text{LO}} \right)}{\hbar^2 q} \\ &\times \frac{2kV dk d \cos \theta}{(2 \cdot \pi)^3} = \frac{V}{\pi \hbar} \int_{k_{\text{min}}}^{k_{\text{max}}} \{ |\langle \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} + 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \\ &\times f_e(k, q, \cos \theta_{\text{root}}) - |\langle \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} - 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \cdot f_e(\mathbf{k}) \} \\ &\times \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2 k^2}{m_e}} + 2\alpha\hbar\omega_{\text{LO}} \right)}{\hbar^2 q} k dk. \end{aligned} \quad (15)$$

Заметим, что $f_e(k, q, \cos \theta_{\text{root}}) = f_e(\mathbf{k}) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{k_B T_e}\right)$.

Интервал интегрирования по k должен удовлетворять закону сохранения энергии. Данный закон выполняется в области (см. рис. 1), где модуль волнового вектора фононов q обеспечивает неотрицательность k при любом допустимом значении угла θ между ними. Данная область ограничена снизу пересечением корней k_{root} функции $I(\cos \theta)$ при граничных значениях $\theta = 0$ и $\theta = \pi$. В результате

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt} &= \frac{V}{\pi \hbar^3 q} \int_{|k_{\text{root}}(\theta=0)|}^{\pi/d} \left\{ |\langle \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} + 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \cdot f_e(\mathbf{k}) \right. \\ &\times \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{k_B T_e}\right) - |\langle \mathbf{k} + \mathbf{q}, N_{\mathbf{q}} - 1 | H_{\text{LO}} | \mathbf{k}, N_{\mathbf{q}} \rangle|^2 \cdot f_e(\mathbf{k}) \} \\ &\times \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2 k^2}{m_e}} + 2\alpha\hbar\omega_{\text{LO}} \right) k dk. \end{aligned} \quad (16)$$

Используя выражения для квадратов матричных элементов (7) и (8) и неравновесной ФР фононов (3), перепишем выражение для $(dN_{\mathbf{q}})/dt$, избавившись от рекурсии:

$$\frac{dN_{\mathbf{q}}}{dt} = \frac{\left((N_{\mathbf{q}0} + 1) \cdot \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{k_B T_e}\right) - N_{\mathbf{q}0} \right) \beta}{1 - \tau_q^{\text{LO}} \left(\exp\left(-\frac{\hbar\omega_{\text{LO}}}{k_B T_e}\right) - 1 \right) \beta}, \quad (17)$$

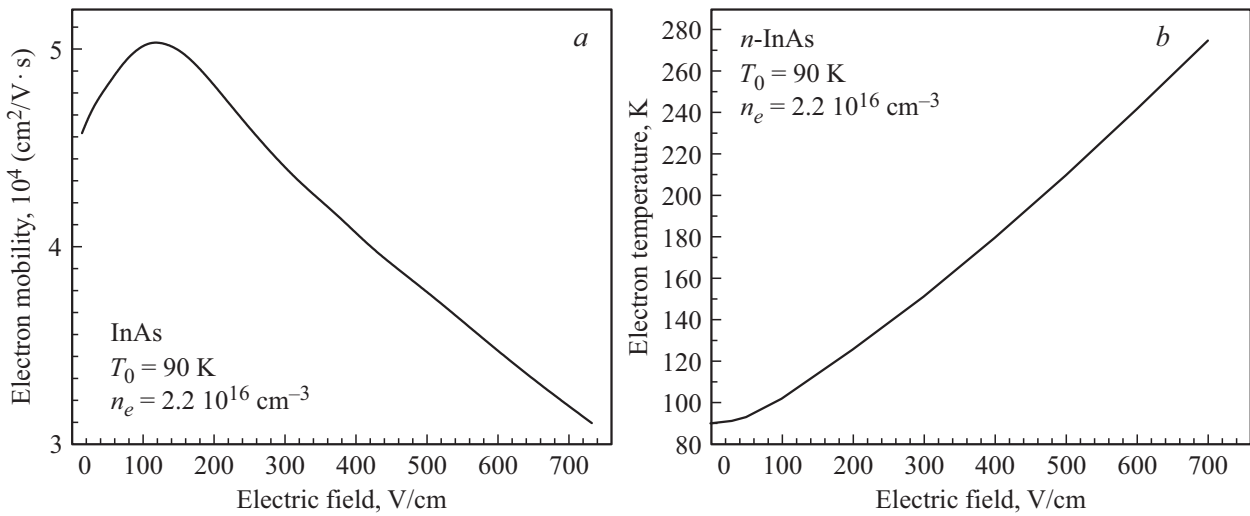


Рис. 2. Полевая зависимость подвижности электронов (по экспериментальным данным работы [17]) (а). Результаты расчета электронной температуры от напряженности электрического поля с использованием уравнения баланса мощности в виде (20) (б).

где

$$\beta = A \int_{|k_{\text{root}}(\theta=0)|}^{\pi/d} \exp\left(-\frac{E_e(k)}{k_B T_e}\right) \times \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha\hbar^2 \mathbf{k}^2}{m_e} + 2\alpha\hbar\omega_{\text{LO}}}\right) k dk, \quad (18)$$

$$A = \frac{1}{\pi\hbar^3} \frac{2\pi\hbar^2 e E_0}{m_e q^3} (1 + (qr_D)^{-2})^{-2} \frac{n}{N_c}. \quad (19)$$

Используя (4), запишем уравнение баланса мощности (1) следующим образом:

$$e\mu_e \mathbf{F}^2 = \frac{4\pi}{(2\pi)^3 n} \int_0^{\pi/d} \hbar\omega_{\text{LO}} \frac{dN_q}{dt} q^2 dq. \quad (20)$$

Зависимость подвижности $\mu_e(F)$ (см. рис. 2, а) была найдена из анализа вольт-амперной характеристики образца *n*-InAs, полученной в работе [17]. Подставляя в уравнение баланса (20) найденную зависимость $\mu_e(F)$ и проводя численное решение, находим зависимость электронной температуры от электрического поля (см. рис. 2, б).

3. Расчет степени анизотропии спонтанного излучения

При возбуждении неравновесных носителей заряда в InAs излучением с энергией кванта $\hbar\omega$, превосходящей ширину запрещенной зоны E_g , наблюдается люминесценция, связанная с излучательной рекомбинацией неравновесных электронов и дырок.

В первом порядке теории возмущений вероятность перехода в единицу времени между начальным $|i\rangle$ и

конечным $|f\rangle$ состояниями электрона определяется золотым правилом Ферми [23,24]:

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_\omega | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \mp \hbar\omega), \quad (21)$$

где H_ω — оператор взаимодействия квантовой системы с электромагнитным излучением. δ -функция Дирака отражает закон сохранения энергии. Член $\hbar\omega$ берется с минусом, если система увеличивает энергию за счет поглощения кванта излучения с энергией $\hbar\omega$, и с плюсом, если система теряет энергию на эмиссию излучения.

Схематическое изображение энергетических зон InAs и межзонных оптических переходов приведено на рис. 3. Энергии электронов и дырок отсчитываются от дна соответствующих зон.

В полупроводниковом кристалле спектральная плотность излучения при рекомбинации электронов из зоны проводимости и дырок из подзон тяжелых и легких дырок валентной зоны с учетом функций распределения носителей заряда определяется как

$$L_{c \rightarrow hh} = \int_{\text{ЗВ}} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle hh | H_\omega | c \rangle|^2 f_e(\mathbf{k}) f_{hh}(\mathbf{k}) \times \delta(E_{hh}(k) + E_e(k) + E_g - \hbar\omega) \rho_\omega \frac{2d\mathbf{k}}{(2 \cdot \pi)^3}, \quad (22)$$

$$L_{c \rightarrow lh} = \int_{\text{ЗВ}} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle lh | H_\omega | c \rangle|^2 f_e(\mathbf{k}) f_{lh}(\mathbf{k}) \times \delta(E_{lh}(k) + E_e(k) + E_g - \hbar\omega) \rho_\omega \frac{2d\mathbf{k}}{(2 \cdot \pi)^3}, \quad (23)$$

где индексы *hh* и *lh* относятся к подзонам тяжелых и легких дырок соответственно; $f_e(\mathbf{k})$, $f_{hh}(\mathbf{k})$, $f_{lh}(\mathbf{k})$ — функции распределения электронов, тяжелых и легких

дырок по состояниям, описывающие неравновесные носители заряда в условиях межзонного фотовозбуждения и воздействия однородного электрического поля; $E_e(k)$, $E_{hh}(k)$, $E_{lh}(k)$ — дисперсионные зависимости энергии электронов, тяжелых и легких дырок; $\rho_\omega = \frac{\omega^2 n_\omega^3}{2\pi^2 c^3}$ — плотность фотонных состояний, n_ω — частотнозависимый показатель преломления, c — скорость света в вакууме.

Внешнее электрическое поле приводит к разогреву и дрейфу свободных носителей заряда, функция распределения носителей заряда по состояниям меняется. Вследствие дрейфа электронов в электрическом поле возникает анизотропия ФР в импульсном пространстве (сдвиг ФР в направлении дрейфа электронов). Тогда из (22, 23) следует, что в силу зависимости оптического матричного элемента межзонного перехода от угла между волновым вектором электрона \mathbf{k} и вектором поляризации излучения интенсивности оптических переходов для излучения, поляризованного параллельно и перпендикулярно дрейфовой скорости, будут отличаться. Так как для рассматриваемой концентрации свободных электронов скорость обмена импульсом и энергией между носителями заряда значительно превышает скорость обмена между носителями и рассеивающими центрами, ФР можно рассматривать как функцию Максвелла–Больцмана, сдвинутую в пространстве скоростей на дрейфовую скорость \mathbf{v}_{dr} :

$$f_e(\mathbf{k}) = \frac{n}{N_c} \exp\left(-\frac{E_e(k) - \hbar\mathbf{k}\mathbf{v}_{dr}}{k_B T_e}\right) = \frac{n}{N_c} \exp\left(-\frac{E_e(k) + \hbar\mu_e \mathbf{k}\mathbf{F}}{k_B T_e}\right), \quad (24)$$

где $\mathbf{v}_{dr} = -\mu_e \mathbf{F}$. Отметим, что при невысоких уровнях межзонного возбуждения неравновесных носителей заряда можно пренебречь изменением концентрации свободных электронов по сравнению с равновесным случаем.

Будем рассматривать законы дисперсии тяжелых и легких дырок в InAs в изотропном и параболическом приближении. Подвижность тяжелых дырок на 2 порядка ниже подвижности электронов [25], из-за чего сдвигом ФР тяжелых дырок можно пренебречь. Не будем также учитывать анизотропию функции распределения легких дырок вследствие относительно небольшого вклада переходов с участием легких дырок в интенсивность фотолюминесценции. Тогда

$$f_{hh}(\mathbf{k}) = \frac{p}{N_v} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}k_B T_{hh}}\right), \quad (25)$$

$$f_{lh}(\mathbf{k}) = \frac{p}{N_v} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{lh}k_B T_{lh}}\right), \quad (26)$$

где m_{hh} , m_{lh} — эффективные массы тяжелых и легких дырок, p — концентрация свободных дырок, T_{hh} , T_{lh} —

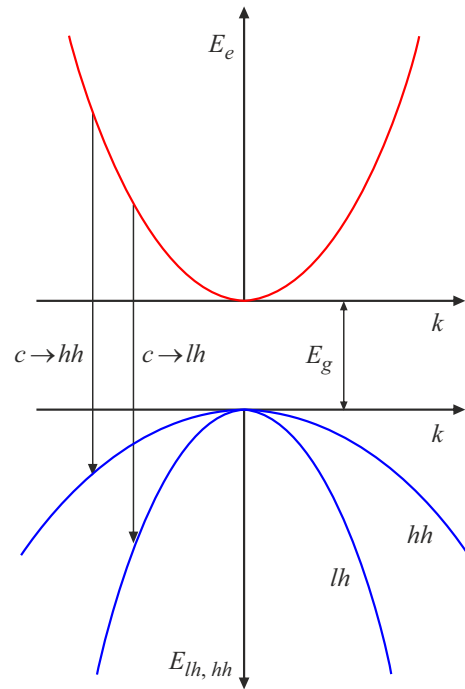


Рис. 3. Зонная структура InAs (схематично). Стрелками $c \rightarrow hh$ и $c \rightarrow lh$ показаны излучательные переходы электронов из зоны проводимости в подзоны тяжелых и легких дырок соответственно.

температуры дырок,

$$N_v = \int_{\text{ЗВ}} \left(\exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}k_B T_{hh}}\right) + \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{lh}k_B T_{lh}}\right) \right) \frac{2dk}{(2\pi)^3}$$

— эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Перейдем в (29), (30) к интегрированию по сферическим координатам ($0 \leq \theta \leq \pi$ — полярный угол, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ — азимутальный):

$$L_{c \rightarrow hh} = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_0^{\pi/d} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle hh|H_\omega|c \rangle|^2 \times f_e(\mathbf{k})|_{k=k_{ehh}(\omega)} f_{hh}(\mathbf{k})|_{k=k_{ehh}\omega} \times \frac{\delta(k - k_{ehh}(\omega))}{\left| \frac{d}{dk}(E_{hh}(k) + E_e(k)) \right|_{k=k_{ehh}(\omega)}} \rho_\omega \frac{2k^2 \sin \theta dk d\theta d\varphi}{(2\pi)^3}, \quad (27)$$

$$L_{c \rightarrow lh} = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_0^{\pi/d} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle lh|H_\omega|c \rangle|^2 \times f_e(\mathbf{k})|_{k=k_{elh}(\omega)} f_{lh}(\mathbf{k})|_{k=k_{elh}\omega} \times \frac{\delta(k - k_{elh}(\omega))}{\left| \frac{d}{dk}(E_{lh}(k) + E_e(k)) \right|_{k=k_{elh}(\omega)}} \rho_\omega \frac{2k^2 \sin \theta dk d\theta d\varphi}{(2\pi)^3}, \quad (28)$$

где значения $k_{ehh, elh}(\omega)$ являются корнями уравнений $E_{hh, lh}(k) + E_e(k) + E_g - \hbar\omega = 0$.

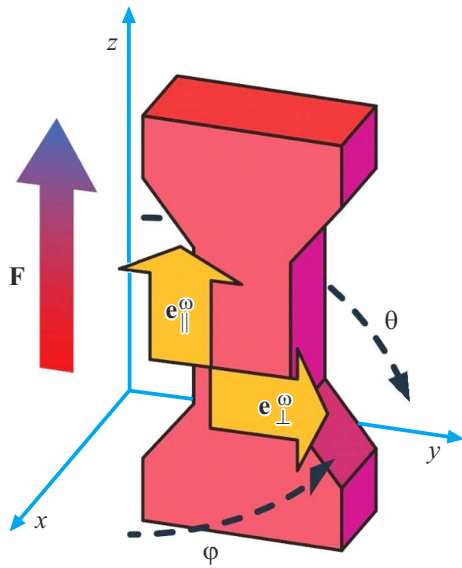


Рис. 4. Схематическое изображение образца; $\mathbf{e}_{\parallel}^{\omega}$ и $\mathbf{e}_{\perp}^{\omega}$ — векторы поляризации световой волны, направленные параллельно и перпендикулярно вектору напряженности электрического поля \mathbf{F} .

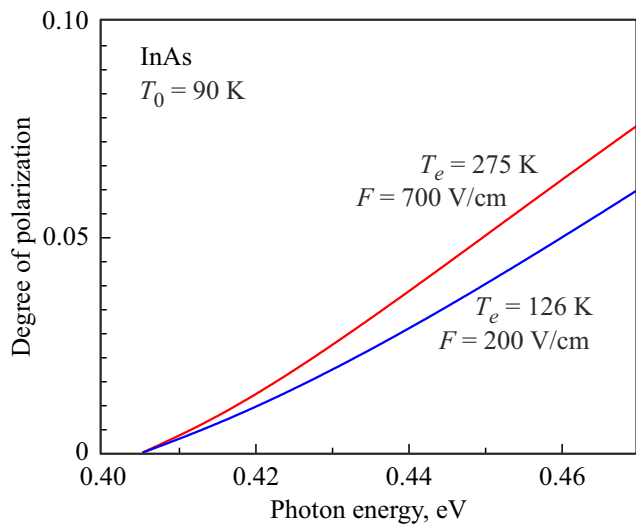


Рис. 5. Спектральная зависимость степени поляризации излучения люминесценции в n -InAs при величине электрического поля 200 В/см (синяя кривая) и 700 В/см (красная кривая).

Оптические матричные элементы $\langle hh|H_{\omega}|c\rangle$ и $\langle lh|H_{\omega}|c\rangle$ зависят от взаимного расположения вектора поляризации поля световой волны \mathbf{e}^{ω} и вектора напряженности электрического поля \mathbf{F} . Для определенности выберем ось OZ в направлении электрического поля \mathbf{F} (см. рис. 4).

Тогда, согласно работе [15], квадраты матричных элементов межзонных оптических переходов с участием тяжелых дырок при перпендикулярном $|\langle hh|H_{\omega}|c\rangle_{\perp}|^2$ и коллинеарном $|\langle hh|H_{\omega}|c\rangle_{\parallel}|^2$ расположении векторов \mathbf{e}^{ω}

и \mathbf{F} определяются как

$$|\langle hh|H_{\omega}|c\rangle_{\parallel}|^2 = A \sin^2 \theta, \quad (29)$$

$$|\langle hh|H_{\omega}|c\rangle_{\perp}|^2 = A (\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi), \quad (30)$$

где A — множитель, не зависящий от величин, по которым идет интегрирование ($A = \text{const}(k, \theta, \varphi)$). Квадраты матричных элементов межзонных переходов с участием легких дырок имеют следующий вид:

$$|\langle lh|H_{\omega}|c\rangle_{\parallel}|^2 = \frac{A}{3} (4 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta), \quad (31)$$

$$|\langle lh|H_{\omega}|c\rangle_{\perp}|^2 = \frac{A}{3} [\cos^2 \varphi (4 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta) + \sin^2 \varphi], \quad (32)$$

В результате можно рассчитать степень линейной поляризации излучения с участием подзон легких и тяжелых дырок валентной зоны в зависимости от энергии кванта излучения:

$$P(\omega) = \frac{(L_{c \rightarrow hh}^{\perp} + L_{c \rightarrow lh}^{\perp}) - (L_{c \rightarrow hh}^{\parallel} + L_{c \rightarrow lh}^{\parallel})}{(L_{c \rightarrow hh}^{\perp} + L_{c \rightarrow lh}^{\perp}) + (L_{c \rightarrow hh}^{\parallel} + L_{c \rightarrow lh}^{\parallel})}. \quad (33)$$

Рассчитанная спектральная зависимость степени поляризации излучения люминесценции в условиях межзонного фотовозбуждения и воздействия однородного электрического поля представлена на рис. 5. Видно, что в излучении преобладает поляризация, перпендикулярная приложенному полю. С увеличением энергии кванта и (или) электрического поля излучения степень поляризации люминесценции в n -InAs растет.

В расчетах использовался непараболический закон дисперсии (6) и сдвинутая в пространстве скоростей функция распределения электронов по состояниям (24). В результате расчет степени поляризации фотолюминесценции в электрическом поле (33) делался численным образом. Качественно пояснить полученные зависимости, изображенные на рис. 5, можно, используя разложение $P(\omega)$ в ряд по параметру $\frac{m_{ehh} v_{dr}^2}{k_B T_e}$:

$$P(\omega) \propto \frac{m_{ehh} v_{dr}^2 (\hbar\omega - E_g)}{k_B T_e k_B T_e}, \quad (34)$$

где m_{ehh} — приведенная эффективная масса электронов и тяжелых дырок. Выражение (34) было получено при исследовании анизотропии поляризации фотолюминесценции в n -GaAs в электрическом поле для переходов $c \rightarrow hh$ в параболическом приближении [14]. Отношение $\frac{m_{ehh} v_{dr}^2}{k_B T_e}$, пропорциональное квадрату отношения дрейфовой и тепловой скоростей, определяет степень анизотропии функции распределения в k -пространстве. Именно анизотропия функции распределения приводит к поляризационной зависимости фотолюминесценции. Отклонение спектральной зависимости степени анизотропии от линейного закона (34) с ростом $\hbar\omega$ можно объяснить ростом эффективной массы в зоне проводимости, зависящей от энергии электрона.

4. Заключение

Выполнен расчет спектральной зависимости степени линейной поляризации излучения люминесценции в условиях межзонного фотовозбуждения и воздействия однородного электрического поля в объемном полупроводнике n -InAs. В модели учитывались рекомбинация электронов как с тяжелыми, так и с легкими дырками, с помощью кейновского закона дисперсии была учтена непараболичность зоны проводимости. При определении температуры электронов учитывался эффект накопления неравновесных оптических фононов.

Показано, что приложение электрического поля приводит к возникновению анизотропии поляризации излучения. В люминесценции преобладает излучение, поляризованное в плоскости, перпендикулярной направлению приложенного поля.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00036, <https://rscf.ru/project/23-12-00036/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C.V. Shah, B.P. Zakharchenya. *Spectroscopy of nonequilibrium electrons and phonons* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences). (Elsevier, Amsterdam, 1992). <https://doi.org/10.1016/C2009-0-13015-5>
- [2] K. Jariusirangsi, P. van Dommelen, C. Daengngam. *J. Nanomater.*, **2021** (1), 5606173 (2021). <https://doi.org/10.1155/2021/5606173>
- [3] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructure* (Alpha Science, 2005).
- [4] T. Trupke, R.A. Bardos, M.D. Abbott. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 184102 (2005). <http://dx.doi.org/10.1063/1.2119411>
- [5] Ch.H. Lui, K.F. Mak, J. Shan, T.F. Heinz. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 127404 (2010). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.127404>
- [6] J.A. Ferrer-Pérez, B. Clafin, D. Jena, M. Sen, R. Vetry, D. Dorsey. *J. Electron. Mater.*, **43** (2), 341 (2014). <https://doi.org/10.1007/s11664-013-2841-3>
- [7] C. Zhang, Y. Luo, S.A. Maier, X. Li. *Laser Photonics Rev.*, **16** (6), 2100714 (2022). <https://doi.org/10.1002/lpor.202100714>
- [8] W. Shao, W. Cui, Y. Xin, J. Hu, X. Li. *Nanotechnology*, **35** (27), 275201 (2024). <https://doi.org/10.1088/1361-6528/ad3739>
- [9] L. Zhou, Q. Huang, Y. Xia. *Chem. Rev.*, **124** (14), 8597 (2024). <https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.4c00165>
- [10] S. Sarkar, I. W. Un, Y. Sivan, Y. Dubi. *New J. Phys.*, **24** (5), 053008 (2022). <https://doi.org/10.1088/1367-2630/ac6688>
- [11] B.P. Zakharchenya, D.N. Mirlin, V.I. Perel', I.I. Reshina. *Sov. Phys. Uspekhi*, **25**, 143 (1982). <https://doi.org/10.1070/PU1982v025n03ABEH004519>
- [12] M.A. Vasil'eva, L.E. Vorob'ev, V.I. Stafeev. *Sov. Phys. Semicond.*, **3**, 1374 (1969).
- [13] M.D. Yang, Y.P. Chen, G.W. Shu, J.L. Shen, S. C. Hung, G.C. Chi, T.Y. Llin, Y.C. Lee, C.T. Chen, C.H. Ko. *Appl. Phys. A*, **90**, 123 (2008). <https://doi.org/10.1007/s00339-007-4281-5>
- [14] V.A. Shalygin, I.S. Makhov, R.B. Adamov, M.Y. Vinnichenko, V.P. Khvostikov, D.A. Firsov. *J. Appl. Phys.*, **136**, 195703 (2024). <https://doi.org/10.1063/5.0233573>
- [15] C.A. Baumgardner, O.W. Truman. *Phys. Rev.*, **173** (3), 746 (1968). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.173.746>
- [16] E.M. Conwell. *High field transport in semiconductors* (Academic Press, N.Y.-London, 1967).
- [17] L.E. Vorob'ev, F.I. Osokin. *Sov. Phys. Semicond.*, **13**, 873 (1979).
- [18] D.J. Lockwood, G. Yu, N.L. Rowell. *Solid State Commun.*, **136** (7), 404 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2005.08.030>
- [19] H. Hamzeh, F. Aniel. *J. Appl. Phys.*, **109** (6), 063511 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3553409>
- [20] M.P. Hasselbeck, P.M. Enders. *Phys. Rev. B*, **57**, 9674 (1998). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.9674>
- [21] N.A. Masyukov, A.V. Dmitriev. *J. Appl. Phys.*, **109** (2), 023706 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3533981>
- [22] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
- [23] T. Edvinss. *R. Soc. Open Sci.*, **5** (9), 180387 (2018). <http://doi.org/10.1098/rsos.180387>
- [24] F. Bassani, G.L. Liedl, P. Wyder. *Encyclopedia of condensed matter physics* (Elsevier, Oxford, 2005). <https://www.sciencedirect.com/referencework/9780123694010/encyclopedia-of-condensed-matter-physics>
- [25] B.R. Bennett, G.M. Ancona, J.B. Boos. *MRS Bull.*, **34** (7), 530 (2009). <https://doi.org/10.1557/mrs2009.141>

Редактор А.С. Смирнов

Anisotropy of polarization of interband photoluminescence in n -InAs induced by electric field

R.B. Adamov, M.Ya. Vinnichenko, N.Yu. Kharin, D.A. Karaulov, D.A. Firsov

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia

Abstract The degree of linear polarization of interband photoluminescence in an InAs crystal doped with donors in an electric field was calculated. The polarization anisotropy arises due to the anisotropy of the electron distribution function over states in momentum space, associated with the electron drift in the electric field, and the dependence of the optical matrix elements on the angle between the polarization vector and the electron wave vector. A quasi-equilibrium distribution function shifted in velocity space was used. The electron temperature was determined from the power balance equation. The effect of nonequilibrium phonon accumulation was taken into account in calculating the rate of energy loss by hot electrons. The nonparabolicity of the conduction band was taken into account using the Kane dispersion law.