

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГОРЯЧИХ ДЫРОК

Васько Ф. Т.

Приведены основные формулы кинетической теории субмиллиметровой люминесценции дырок, дрейфующих в сильном электрическом поле, при их переходах между легкой и тяжелой ветвями энергетического спектра. Вычисляются параметры Стокса, определяющие степень линейной поляризации для слабо анизотропного и стримингового распределения дырок. Обсуждены особенности люминесценции в зависимости от толщины образца и переходный процесс при включении электрического поля.

1. Спонтанное и стимулированное излучение, возникающее при переходах горячих дырок между легкой и тяжелой подзонами, активно изучается сейчас в связи с реализацией твердотельных субмиллиметровых лазеров [1-3]. Однако поляризационные характеристики такого излучения сколько-нибудь детально не исследованы,¹ а расчеты параметров Стокса, определяющих эти характеристики, ранее не проводились. Здесь на основе кинетического уравнения для квазиклассической матрицы плотности фотонов $N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}Rt)$ (\mathbf{q} и μ — волновой вектор и поляризация фотона) рассчитаны поляризационные характеристики субмиллиметрового излучения дырок, дрейфующих в электрическом поле, при их переходах между легкой и тяжелой ветвями энергетического спектра.

Квазиклассическое (по переменным R и t) кинетическое уравнение для матрицы (2×2) фотонных чисел заполнения $N_{\mu\mu'}(\mathbf{q}Rt)$ получается из квантового уравнения для однофотонной матрицы плотности $\langle b_{\mathbf{q}\mu}^+ b_{\mathbf{q}'\mu'} \rangle$ (явные выражения для темпа генерации и интеграла столкновений такого уравнения приведены в [5]) после выполнения стандартного вигнеровского преобразования

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}}{\partial \mathbf{q}} \frac{\partial}{\partial R} \right) \hat{N}(\mathbf{q}Rt) = \hat{I}(\mathbf{q}Rt) + i [\hat{N}(\mathbf{q}Rt), \hat{\Omega}]_- + [N(\mathbf{q}Rt), \hat{\nu}]_+. \quad (1)$$

Здесь $\omega_{\mathbf{q}} = cq/\sqrt{\kappa}$ — закон дисперсии фотона в среде с диэлектрической проницаемостью κ , $[\hat{a}, \hat{b}]_{\pm} = \hat{a}\hat{b} \pm \hat{b}\hat{a}$, \hat{I} — темп генерации, а матрицы $\hat{\Omega}$ и $\hat{\nu}$ описывают² эволюцию распределения субмиллиметровых фотонов за счет их переходов (виртуальных и реальных) между подзонами легких и тяжелых дырок. Эти матрицы определены выражениями

$$I_{\mu\mu'}(\mathbf{q}) = \frac{(2\pi e)^2}{\kappa \omega_{\mathbf{q}} V} \sum_{nn'p} f_{n'p} (1 - f_{np}) M_{\mu\mu'}(nn' | \mathbf{p}) \delta(\hbar\omega_{\mathbf{q}} + \varepsilon_{n'p} - \varepsilon_{np}), \quad (2)$$

$$\Omega_{\mu\mu'}(\mathbf{q}) = \frac{2\pi e^{-2}}{\kappa \omega_{\mathbf{q}} V} \sum_{nn'p} (f_{np} - f_{n'p}) M_{\mu\mu'}(nn' | \mathbf{p}) \frac{\mathcal{P}}{\hbar\omega_{\mathbf{q}} + \varepsilon_{n'p} - \varepsilon_{np}}, \quad (3)$$

$$\nu_{\mu\mu'}(\mathbf{q}) = \frac{(2\pi e)^2}{\kappa \omega_{\mathbf{q}} V} \sum_{nn'p} (f_{np} - f_{n'p}) M_{\mu\mu'}(nn' | \mathbf{p}) \delta(\hbar\omega_{\mathbf{q}} + \varepsilon_{n'p} - \varepsilon_{np}), \quad (4)$$

¹ Отметим лишь работу [4], где наблюдалась поляризованная люминесценция горячих дырок в далеком ИК диапазоне и проведено обсуждение эксперимента на основе выражения для скорости излучения фотонов, записанного во втором порядке теории возмущений.

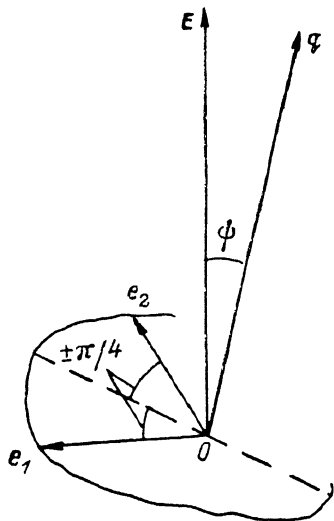
² Тензор поперечной диэлектрической проницаемости дырок также выражается через (3) и (4).

в которых V — нормировочный объем, \mathcal{P} — символ главного значения, ε_{np} и f_{np} — законы дисперсии и функции распределения (возможная зависимость последней от \mathbf{R} и t не выписана) легких ($n=l$) и тяжелых ($n=h$) дырок. В (2)—(4) входит также свернутый по спине матричный элемент перехода между состояниями $|n\sigma\rangle$, который в дипольном приближении выражается через матричные элементы оператора скорости дырок \mathbf{v} и орты поляризации $\mathbf{e}_{q\mu}$ по соотношению

$$M_{\mu\mu'}(nn'|\mathbf{p}) = \sum_{\sigma\sigma'} (n\sigma\mathbf{p} | \mathbf{e}_{q\mu} \cdot \mathbf{v} | n'\sigma'\mathbf{p}) (n\sigma\mathbf{p} | \mathbf{e}_{q\mu'} \cdot \mathbf{v} | n'\sigma'\mathbf{p})^* \quad (5)$$

Если выполнить в (1)—(5) свертку по поляризациям и рассматривать уравнения для $\sum_{\mu} N_{\mu\mu}(\mathbf{q}\mathbf{R}t)$, то коммутатор в левой части (1) выпадает, а от (5) возникает в (1) (для подходящего выбора ортов $\mathbf{e}_{q\mu}$) квадрат модуля матричного элемента перехода, что соответствует «золотому правилу» квантовой механики при записи вероятности перехода в темпе генерации и частоте столкновений. Приведенные соотношения обобщают такие уравнения баланса для числа заполнения, учитывая фазовые соотношения между двумя поляризационными состояниями поперечных фотонов.

Далее (в п. 2) для изотропной модели Латтинжера конкретизирована матричная структура (5) и с использованием матриц (2)—(4) определяются параметры Стокса ξ_{1-3}



Ориентация векторов, определяющих процесс люминесценции.

\mathbf{E} — электрическое поле, \mathbf{q} — волновой вектор, $\mathbf{e}_{1,2}$ — орты поляризации.

(q). Затем (п. 3) исследованы спектральные и угловые зависимости степени линейной поляризации для случаев слабо анизотропного и стримингового стационарных и однородных распределений горячих дырок. В заключительном п. 4 кратко обсуждаются особенности люминесценции в зависимости от толщины образца, а также переходный процесс при включении электрического поля; такое рассмотрение требует учета левой части (1).

2. Переходя к вычислениям, используем квадратичные законы дисперсии $\varepsilon_{np} = p^2/2m_n$ ($n=l, h, m_{l,h}$ — массы l - и h -дырок) и разложим неравновесные распределения дырок в поле $\mathbf{E} \parallel OZ$ по полиномам Лежандра $f_{np} = \sum_k f_{np}^{(k)} P_k(\cos\theta)$,

$\theta = \widehat{\mathbf{E}, \mathbf{p}}$. При записи матричного элемента (5) удобно ориентировать орты $\mathbf{e}_{1,2}$ под углом $\pm\pi/4$ к плоскости, определяемой векторами \mathbf{q} и \mathbf{E} (см. рисунок). Усредненный в перпендикулярной \mathbf{E} плоскости \mathbf{p} -пространства матричный элемент (5) дается выражением ($\psi = \widehat{\mathbf{E}, \mathbf{q}}, n=l, n'=h$)

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi M_{\mu\mu'}(\mathbf{p}) = \left(\frac{\gamma}{m} p\right)^2 \{ \delta_{\mu\mu'} [4 + 2P_2(\cos\theta)] - 3 \sin^2\psi P_2(\cos\theta) \}. \quad (6)$$

Поскольку (6) действительна, а диагональные и недиагональные компоненты этой матрицы соответственно равны, то такую же структуру имеют и фотонная плотность \hat{N} , а также определяемые (2)—(5) матрицы \hat{I} и т. д.:

$$\hat{N} = \begin{pmatrix} N & \hat{N} \\ \hat{N} & N \end{pmatrix}, \quad \hat{I} = \begin{pmatrix} I & I \\ I & I \end{pmatrix}, \quad \dots \quad (7)$$

Используя стандартные соотношения [6], определяющие параметры Стокса $\xi_{1-3}(\mathbf{q})$ через \hat{N} , в рассматриваемом случае получим $\xi_1(\mathbf{q}) = \hat{N}/N$, $\xi_{2,3}(\mathbf{q}) = 0$. Здесь $|\xi_1(\mathbf{p})|$ определяет степень линейной поляризации, причем для $\xi_1 < 0$ излучение поляризовано перпендикулярно плоскости, содержащей векторы \mathbf{q} и \mathbf{E} .

Используя явный вид матриц (7), для определения N и \hat{N} получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}}{\partial \mathbf{q}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \right) N &= 2\nu N + 2\nu \hat{N} + I, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \omega_{\mathbf{q}}}{\partial \mathbf{q}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} \right) \hat{N} &= 2\nu \hat{N} + 2\nu N + \hat{I}, \end{aligned} \quad (8)$$

причем вклад от коммутатора левой части (1) (связанный с виртуальными междузонными переходами) в рассматриваемом здесь случае выпадает. При рассмотрении неоднородного по времени при координате случая (в п. 4) система уравнений (8) должна быть дополнена начальными или граничными условиями, а стационарное и однородное решение сразу находится из алгебраической системы (8).

3. Спектральные и угловые зависимости степени линейной поляризации излучения невырожденных дырок в постоянном электрическом поле \mathbf{E} удобно анализировать, выбрав $\mathbf{E} \parallel OZ$. Для слабо анизотропного распределения дырок, используя (6)–(8), получим

$$\xi_1(\mathbf{q}) = \frac{3 \sin^2 \psi}{20} \left\{ \frac{A [f_{lp}^{(2)}] - A [f_{hp}^{(2)}]}{A [f_{lp}^{(0)}] - A [f_{hp}^{(0)}]} - \frac{A [f_{lp}^{(2)}]}{A [f_{lp}^{(0)}]} \right\}, \quad (9)$$

где введен функционал

$$A [f_p] = \int_0^{\infty} dp p^4 f_p \delta(\hbar \omega_{\mathbf{q}} + \varepsilon_{lp} - \varepsilon_{hp}), \quad (10)$$

изотропные распределения $f_{np}^{(0)}$ считаются максвелловскими (температура дырок T может определяться из уравнения баланса), а выражения для $f_{np}^{(2)}$ получаются из формул [7]. Если доминирует примесное рассеяние, гармоники $f_{np}^{(l)}$ релаксируют независимо (причем времена релаксации $\tau_{np}^{(l)}$ удовлетворяют соотношению $\tau_{np}^{(2)} \simeq \tau_{np}^{(1)}/3$) и можно использовать явное выражение для $f_{np}^{(2)}$ из [8]. В таком случае (9) преобразуется к виду

$$\xi_1(\mathbf{q}) = -\sin^2 \psi \frac{(eE\tau_h)^2}{5m_h T} \frac{\varphi(\hbar \omega_{\mathbf{q}}/T)}{(m_h/m_l - 1)^3}, \quad \varphi(x) = x^4/(1 - e^{-x}), \quad (11)$$

τ_h — время релаксации импульса \hbar -дырок с энергией T , определяющее подвижность.

С ростом электрического поля при малой концентрации дырок могут реализоваться (подробнее см. [9]) резко анизотропные их распределения. Вначале рассмотрим область промежуточных полей, когда l -дырки можно описывать стриминговым распределением, а h -дырки почти изотропны. Используя для стримингового распределения связь $f_{lp}^{(2)} \simeq 5f_{lp}^{(0)}$, получим, что спектральная зависимость $\xi_1(\mathbf{q})$ определяется следующим отношением функционалов (10):

$$W = \frac{4}{3} \frac{A [f_{hp}^{(0)}]}{A [f_{lp}^{(0)}]} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{n_h}{n_l} \left(\frac{\omega_0}{\omega_{\mathbf{q}}} \right)^{3/2} \Phi \left(\frac{\hbar \omega_{\mathbf{q}}/T}{m_l/m_h - 1} \right), \quad \Phi(x) = \frac{4}{3} x^{3/2} e^{-x}. \quad (12)$$

Здесь ω_0 — частота оптического фонона, отношение концентраций n_l/n_h уменьшается с ростом напряженности поля E [8], а люминесценция возникает в спектральном диапазоне $\omega_{\mathbf{q}} < \omega_0 (1 - m_l/m_h)$. Степень линейной поляризации выражается через (12), и угол ψ после решения системы (8)

$$\xi_1(\mathbf{q}) = - \frac{W \sin^2 \psi}{2 \sin^2 \psi + (W - 2)(1 + \cos^2 \psi)}, \quad (13)$$

причем $|\xi_1| \ll 1$ для всех значений угла при $W \gg 2$. Последнее неравенство обеспечивает стационарность фотонного распределения: действительно, приняв для N и \bar{N} временную зависимость e^{-st} , из (8) получаем для определения s характеристическое уравнение

$$(\nu + s)^2 - \nu^2 = 0, \quad (14)$$

так что требование $s > 0$ сводится при использовании явных выражений для ν и $\bar{\nu}$ к неравенству $W \gg 2$.

Для предельно сильных полей, когда оба сорта дырок можно описывать стриминговыми распределениями, вместо (12) появится отношение $A [f_p^{(0)}] / A [f_p^{(0)}] = n_h/n_l$. Вычисляя в этом случае (2) и (4), после решения системы (8) получим $\xi_1(\mathbf{q}) \sim \bar{I}\nu - I\bar{\nu} = 0$, так что из-за компенсации генерационного и релаксационного вкладов распределение субмиллиметровых фотонов будет в объеме неполяризованным. Такая компенсация может нарушаться в ограниченном образце или на переходном процессе установления фотонного распределения при включении поля (см. п. 4).

Итак, излучение поляризовано перпендикулярно плоскости, содержащей \mathbf{q} и \mathbf{E} , и степень поляризации сначала растет при увеличении анизотропии распределения l -дырок и в области промежуточных полей сильно зависит от угла ψ , согласно (13), а затем с ростом E начинают падать как $\xi_1(\mathbf{q})$, так и интенсивность люминесценции (последняя падает с ростом E из-за уменьшения n_l/n_h).

4. Переходный процесс при включениях в момент $t=0$ электрического поля описывается пространственно-однородной системой (8) с начальными условиями $N_{t=0} = N_0$, $\bar{N}_{t=0} = 0$. Здесь N_0 — планковское начальное распределение фотонов, причем для $\hbar\omega_q/T \gg 1$ это распределение экспоненциально мало. Получаемое для $\xi_1(\mathbf{q}, t)$ выражение приведем для предельно сильного поля, когда стационарная объемная люминесценция неполяризована и ее интенсивность мала, а затухающий со временем параметр Стокса есть

$$\xi_1(\mathbf{q}, t) = -\frac{\sin^2 \psi}{2(1 + \cos^2 \psi)} \left(e^{-\frac{\cos^2 \psi}{2\tau_0} t} - e^{-\frac{t}{\tau_0}} \right), \quad (15)$$

где характерное время τ_0 определено соотношением

$$\tau_0^{-1} = 18\pi \frac{\Omega_p^2}{\omega_q} \frac{(m_l/m_h)^{3/2}}{1 + \sqrt{m_l/m_h}} \frac{\gamma^2}{\gamma_1^2 - (2\gamma)^2} \begin{cases} 1, & \omega_0 < \omega_q < \omega_0 \frac{m_h}{m_l}, \\ 1 - \frac{n_l}{n_h} \left(\frac{m_h}{m_l} \right)^{3/2}, & \omega_q < \omega_0, \end{cases} \quad (16)$$

в котором Ω_p — плазменная частота дырок, $\gamma_1, \gamma \approx \gamma_2, z$ — параметры Латтинжера. Условие стационарности фотонного распределения $\tau_0 > 0$ сводится теперь к неравенству $\frac{n_e}{n_h} \left(\frac{m_h}{m_l} \right)^{3/2} \ll 1$. Для $n_h \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и параметров Ge максимальное (при $\omega_q \sim \omega_0 m_h/m_l$) значение (16) порядка $2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, так что характерное время переходного процесса (15) порядка 10^{-8} с .

Такой же масштаб времен переходного процесса получается и в области промежуточных полей E , когда люминесценция более интенсивно и сильно поляризована. Более громоздкие выражения для этого случая здесь приводить не будем.

Приведем еще стационарное решение (8) для слоя дырок толщиной d (так что $0 < x < d$). Рассматривая вылетающие направо фотоны (так что $0 < \psi < \pi/2$), дополним систему (8) граничными условиями $N_{x=0} = N_0$, $\bar{N}_{x=0} = 0$. Степень поляризации излучения в области $x > d$ определяется аналогичным (15) выражением

$$\xi_1(\mathbf{q})|_{x=d} \approx -\frac{e^{-d|l_-} - e^{-d|l_+}}{2 - (e^{-d|l_-} + e^{-d|l_+})}, \quad l_+ = \frac{c\tau_0}{\sqrt{z}}, \quad l_- = \frac{2l_+}{\cos^2 \psi}, \quad (17)$$

причем для приведенных выше параметров Ge получается оценка $l_+ \approx 20 \text{ см}$, а в области промежуточных электрических полей характерные длины получаются того же масштаба. При $d/l_{\pm} \ll 1$ излучение будет линейно поляризованным. Подчеркнем, что (17) описывает слой дырок в среде с однородной ди-

электрической проницаемостью. В полупроводниковой пластине ситуация более сложная из-за отражения на границе полупроводник—вакуум³ и интерференционных эффектов и для ее рассмотрения надо записать (1) в базисе фотонных мод трехслойной системы. Проведенное здесь исследование неоднородной модели (как и переходного случая) дает масштаб длин (и времен), до которых можно использовать стационарное решение.

Проведенное выше теоретическое описание эмиссии субмиллиметровых фотонов горячими дырками дает качественную картину спектральных и полевых зависимостей степени линейной поляризации. Более точные зависимости могут быть получены при расчетах по приведенным выше общим формулам с использованием результатов численного моделирования неравновесных распределений горячих дырок (см. [9]). Экспериментальное наблюдение таких зависимостей возможно и в пластине (при отсутствии интерференционных эффектов), когда из-за эффектов многократного прохождения реализуется объемный режим люминесценции. Отметим также резкое изменение характера поляризованной люминесценции при переходе к инверсионному распределению; детальное рассмотрение этого случая в условиях насыщения концентрации дырок требует отдельного рассмотрения. Также необходимо изменить формулы (6)—(8) в скрещенных электрических и магнитных полях, когда неравновесные распределения f_{nr} и матричный элемент (5) следует раскладывать по сферическим гармоникам. Из-за различия диагональных элементов матриц (2)—(4) все параметры Стокса теперь будут не нулевыми [причем надо учесть вклад коммутатора с матрицей (3)], так что возникнет циркулярно поляризованная компонента излучения. Для слабых электрических полей эти обстоятельства приведут лишь к более громоздкому рассмотрению, а в сильных E , когда реализуется режим стимулированного излучения в скрещенных полях [1-3], результаты для стационарного однородного случая окажутся неустойчивыми и необходим учет ограниченности образца, интерференции и т. д.

Список литературы

- [1] Андронов А. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1153—1187.
- [2] Иванов Ю. Л. // Природа. 1988. № 4. С. 28—37.
- [3] Komiyama S. // Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm, 1986. P. 1641—1650.
- [4] Воробьев Л. Е., Стафеев В. Н. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 9. С. 1429—1432.
- [5] Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1963. Т. 6. В. 6. С. 1115—1128.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1967. 460 с.
- [7] Almasov L. A. // Phys. St. Sol. (b). 1972. V. 54. N 1. P. 87—97. ФТП. 1974. Т. 8. В. 6. С. 1067—1075.
- [8] Васько Ф. Т. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 88—91.
- [9] Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях / Под ред. А. А. Андронина, Ю. К. Пожелы. Горький, 1983.
- [10] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Юлдашев И. Х. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. В. 4. С. 1579—1590.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 18.07.1989
Принята к печати 1.12.1989

³ Граничные условия для параметров Стокса (т. е. матрицы \hat{N}) при экситонной люминесценции обсуждались в [10].