Low Temperature Physics/Фізика низьких температур, 2018, т. 44, № 8, с. 1052–1057

Исследование однофотонного сверхизлучения в монокристаллической полупроводниковой пленке в режиме насыщения

А.Г. Моисеев, Я.С. Гринберг

Новосибирский государственный технический университет
пр. К. Маркса, 20, г. Новосибирск, 630073, Россия
E-mail: yakovgreenberg@yahoo.com

Статья поступила в редакцию 26 января 2018 г., после переработки 1 февраля 2018 г., опубликована онлайн 27 июня 2018 г.

Проведено исследование однофотонного сверхизлучения при циклотронном резонансе в идеальной монокристаллической полупроводниковой пленке p-типа с кубической структурой, помещенной в однородное статическое сильное магнитное поле, перпендикулярное к поверхности пленки. Рассмотрение проведено при низкой температуре, когда плотность дырок на уровне Ландау $n = 0$ равна максимально возможной величине, а плотность дырок на уровне Ландау $n = 1$ равна нулю. С помощью уравнения Линдблада для матрицы плотности рассчитана плотность тока в пленке и исследованы параметры электромагнитного поля излучения пленки в режиме насыщения, когда напряженность электрического поля возбуждения велика. Показано, что универсальная мощность потерь, приходящаяся на единицу площади пленки, зависит только от фундаментальных постоянных c, q_e, m_e и индукции магнитного поля. Приведен расчет проводимости пленки.

Проведено дослідження однофотонного надвипромінювання при циклотронному резонансі в ідеальній монокристалічній напівпровідниковій плівці p-типу з кубічною структурою, яку вміщено в однорідне статичне сильне магнітне поле, яке перпендикулярно до поверхні плівки. Розгляд проведено при низькій температурі, коли щільність дірок на рівні Ландау $n = 0$ дорівнює максимально можливій величині, а щільність дірок на рівні Ландау $n = 1$ дорівнює нулю. За допомогою рівняння Ліндблада для матриці щільності розраховано щільність струму в плівці та досліджено параметри електромагнітного поля випромінювання плівки у режимі насичення, коли напруженість електричного поля збудження велика. Показано, що універсальна потужність втрат, яка припадає на одиницю площі плівки, залежить тільки від фундаментальних постійних c, q_e, m_e та індукції магнітного поля. Наведено розрахунок провідності плівки.

PACS: 78.67.Bf Нанокристаллы, наночастицы и нанокластеры;
76.40.+b Диамагнитный и циклотронный резонансы;
73.20.– r Электронная структура и электрические свойства поверхностей, интерфейсов тонких пленок и низкоразмерных струтур;
78.47.jh Когерентная нелинейная оптическая спектроскопия.

Ключевые слова: циклотронный резонанс, полупроводниковая пленка, однофотонное сверхизлучение.

1. Введение

Циклотронный резонанс (ЦР) является мощным инструментом для изучения структуры полупроводников, позволяющим исследовать их зонную структуру, механизмы рассеяния носителей заряда, влияние фонон-электронного и фонон-дырочного взаимодействия на их эффективные массы и многое другое (см. обзорные статьи [1–3] и имеющиеся там ссылки).

В последние годы развитие субмикронных технологий привело к новым методам изготовления низкоразмерных полупроводниковых структур, в которых квантовые размерные эффекты играют решающую роль [4]. Это делает возможным использование ЦР для изучения коллективных эффектов, таких, например, как сверхизлучение Дикке, которое недавно наблюдалось экспериментально в полупроводниковых гетероструктурах: в двумерном электронном газе в GaAs [5,6], а также в электронных возбуждениях в квантовой яме InGaAs [7].

Эффект сверхизлучения [8,9] состоит в том, что система из N идентичных двухуровневых возбужденных атомов испытывает спонтанный когерентный переход в основное состояние, скорость которого пропорциональна $N\gamma$, где γ — скорость спонтанного излучения изолированного атома, а амплитуда пропорциональна N^2.

Другой тип сверхизлучения (так называемое однофотонное сверхизлучение) может произойти, когда сформировано однофотонное состояние Дикке: N идентичных двухуровневых атомов находятся в симметричной суперпозиции состояний, в каждом из которых возбужден всего один атом, а остальные N–1 атомов находятся в основном состоянии [10–16]. Скорость распада такого однофотонного состояния также равна $N\gamma$. Как показано в [11,15], однофотонное сверхизлучение имеет место, даже если размер системы L больше длины волны фотона λ.

В общем случае наблюдать суперрадиационное излучение в твердых телах довольно трудно из-за наличия быстрых каналов распада носителей. В полупроводниках основным каналом рассеяния электронов и дырок является фононный канал. Скорость распада электронных и дырочных возбуждений в фононный канал составляет в полупроводниках порядка 10^{13} с$^{-1}$ [17].

В нашей работе [18] было рассмотрено однофотонное сверхизлучение при переходе дырки между уровнями Ландау при циклотронном резонансе в идеальной монокристаллической полупроводниковой пленке p-типа с кубической структурой. В этой работе были исследованы условия, при которых возможно образование однофотонного состояния Дикке, и показано, что сверхизлучательный переход между уровнями Ландау является в рассмотренном типе полупроводников основным механизмом рассеяния дырочных возбуждений. Так, например, для германия при индукции статического магнитного поля B = 10 Тл и размерах пленки L > 0,2 см вероятность сверхизлучения одного фотона больше 10^{14} с$^{-1}$, что почти на порядок превосходит вероятность рассеяния дырки на фононах.

В настоящей работе, в отличие от [18], исследование параметров однофотонного сверхизлучения при циклотронном резонансе проведено при произвольной амплитуде сигнала возбуждения, что позволяет провести расчет плотности поверхностного тока в пленке и исследовать параметры электромагнитного поля излучения пленки в режиме насыщения, когда напряженность электрического поля возбуждения велика.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 для полноты изложения кратко описаны результаты разд. 2 и 3 из работы [18]. Раздел 3 посвящен решению уравнения Линдблада для матрицы плотности рассматриваемой задачи, что позволяет получить решение, справедливое при произвольной величине электрического поля возбуждения. Результаты этого раздела использованы в разд. 4, где проводится расчет тока в пленке, обусловленный сверхизлучательным переходом дырок в основное состояние, и вычислена мощность потерь в пленке на излучение.

2. Энергетический спектр дырок и условия возникновения однофотонного сверхизлучения

Как известно, при циклотронном резонансе волновые функции дырки являются биспинорами [19]. В 3D монокристаллах Ge или Si в сильном однородном магнитном поле, направленном вдоль оси [001], имеется четыре энергетических уровня дырок $E_{\alpha,n}$ для двух уровней Ландау:

$$E_{1,0} = \frac{1}{2}\hbar\omega_c(\gamma_2 - \gamma_1 + k)\,, \tag{1a}$$

$$E_{1,1} = \frac{1}{2}\hbar\omega_c(3(\gamma_2 - \gamma_1) + k)\,, \tag{1b}$$

$$E_{2,0} = -\frac{1}{2}\hbar\omega_c(\gamma_2 + \gamma_1 - 3k)\,, \tag{2a}$$

$$E_{2,1} = -\frac{3}{2}\hbar\omega_c(\gamma_2 + \gamma_1 - k)\,, \tag{2b}$$

где первый нижний индекс α = 1, 2 нумерует биспинор, а второй — номер уровня Ландау n = 1, 2. В этих выражениях $\omega_c = q_e B/m_e$ — циклотронная частота, γ_1, γ_2, γ_3 — параметры Латтинжера: в Ge γ_1 = 13,2, γ_2 = 4,4, γ_3 = 5,4 [19], k = –3,41 [20].

Собственные состояния — биспиноры для энергий (1a), (1b), (2a), (2b) имеют следующий вид:

$$\left\langle \psi_{\alpha,n} \right| = \left(0, (2-\alpha)u_n^*, 0, (\alpha-1)u_n^*\right), \tag{3}$$

где u_n — координатная часть волновой функция дырки:

$$u_n(k_x, x, y) = C_n \sqrt{\frac{1}{L_x d}}\mathrm{e}^{ik_x x}\cdot \mathrm{e}^{-\frac{\xi^2}{2}} H_n(\xi)\,, \tag{4}$$

$$\xi = \frac{1}{R_e}(y - R_e^2 k_x),\quad C_n = \frac{1}{\sqrt{2^n n!\sqrt{\pi}R_e}},\; R_e = \sqrt{\frac{\hbar}{q_e B}}$$

— циклотронный радиус, $H_n(\xi)$ — полиномы Эрмита, L_x — длина пленки вдоль оси x, $k_x = (2\pi/L_x)n_x$, $n_x = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$.

В работе [21] было показано, что выражения (1a), (1b), (2a), (2b) можно использовать для полупроводниковой пленки при условиях $\hbar^2 k_z^2/2m_e \ll \hbar\omega_c$; $\mu = 0{,}5(\gamma_3 - \gamma_2) < 1$ и

$$\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_{\alpha,n}}\frac{(n')^2}{d^2} << \hbar\omega_c\,, \tag{5}$$

где $m_{\alpha,n}$ — эффективная масса дырки в 3D монокристалле, d —толщина пленки, n' — число полуволн де Бройля, укладывающихся поперек пленки. В дальнейших расчетах мы примем $n'=1$. В Ge условие (5) выполняется с хорошей точностью для магнитного поля B = 10 Тл и толщины пленки $d = 2{,}0\cdot10^3$ Å.

Резонансные переходы дырок возможны только между разными уровнями Ландау n, принадлежащими одному и тому же биспинору. Из (1a), (1b), (2a), (2b) можно получить частоты переходов между уровнями n = 1 и n = 0: ω_α: $\omega_\alpha = \omega_c C_\alpha$, где $C_\alpha = \gamma_1 + (-1)^\alpha \gamma_2$, для Ge C_1 = 8,8, C_2 = 17,6.

Будем считать, что температура достаточно низка, так что на возбужденном уровне Ландау (n = 1) дырок нет, и все дырки находятся на уровне n = 0 с максимально возможной поверхностной плотностью равной $q_eB/2\pi\hbar$. Выбор такой плотности двумерных дырок обусловлен тем, что при этом в пленке имеет место целочисленный квантовый эффект Холла [22], при котором холловское сопротивление полупроводниковой структуры с двумерным электронным газом является квантованным и зависит только от фундаментальных констант — заряда электрона и постоянной Планка. Таким образом, полное число дырок в пленке при этих условиях есть $N = (q_eB/2\pi\hbar)L^2 = (L/R_e)^2/2\pi$.

Как отмечено в [18], присутствие фотона с частотой ω_α, распространяющегося перпендикулярно пленке и взаимодействующего синфазно со всеми дырками, приводит к появлению коллективного возбужденного нестационарного состояния, так называемого однофотонного состояния Дикке [10]

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{n=1}^{N}|n\rangle\,, \tag{6}$$

представляющего собой когерентную суперпозицию из N состояний $|n\rangle = |g_1,...g_{n-1},e_n,g_{n+1}...g_N\rangle$, в каждом из которых имеется только одна возбужденная дырка в состоянии $|e\rangle$, а остальные N–1 дырок находятся в основном состоянии $|g\rangle$. Следует иметь в виду, что однодырочные состояния $|e\rangle$ и $|g\rangle$ кроме спиновой части содержат также и координатные части (соответственно u_0 и u_1), определенные в (4).

Распад состояния $|S\rangle$ вследствие излучения фотона приводит к состояниям $|g_1,......g_N,k\rangle \equiv |G\rangle\otimes|k\rangle$, когда все дырки находятся в основном состоянии, и в системе имеется один фотон. В [18] была вычислена скорость распада состояния $|S\rangle$:

$$\Gamma_\alpha = \frac{2\pi}{3}\frac{q_e^2}{\varepsilon_0\hbar\lambda_\alpha}\left(\frac{L}{\lambda_\alpha}\right)^2, \tag{7}$$

где $\lambda_\alpha = (2\pi c m_e)/(C_\alpha q_e B)$ — длина волны излученного фотона, и показано, что этот канал распада возбужденных дырок является при указанных условиях преобладающим.

3. Уравнение Линдблада для матрицы плотности многочастичной двухуровневой системы

Поскольку спектр дырок по n уже в нулевом приближении не является эквидистантным [19], то имеет смысл рассматривать состояния $|G\rangle$ и $|S\rangle$ вблизи резонанса в качестве изолированной двухуровневой системы. В самом деле, несмотря на то, что состояния $|G\rangle$ и $|S\rangle$ являются многочастичными, их можно спроектировать на двухуровневое подпространство с помощью следующих спиновых операторов:

$$S_x = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{i=1}^{N}\sigma_x^i\,, \quad S_z = \sum_{i=1}^{N}\sigma_z^i + N - 1,$$

$$S_+ = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{i=1}^{N}\sigma_+^i\,, \quad S_- = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{i=1}^{N}\sigma_-^i\,,$$

где $\sigma_z^i, \sigma_\pm^i$ — спиновые матрицы Паули, действующие на i-й атом. Нетрудно проверить выполнение следующих тождеств $S_z|G\rangle = -|G\rangle$; $S_z|S\rangle = |S\rangle$; $S_+|G\rangle = |S\rangle$; $S_-|G\rangle = 0$; $S_-|S\rangle = |G\rangle$. В рамках однофотонного приближения мы отбрасываем состояния с двумя возбужденными дырками, в связи с чем будем считать выполнение также и следующего равенства $S_+|S\rangle = 0$. Поскольку рассматриваемая система является открытой, то ее эволюция подчиняется уравнению Линдблада для матрицы плотности [23,24]. Таким образом, резонансные переходы между состояниями $|G\rangle$ и $|S\rangle$ можно исследовать с помощью матрицы плотности $\rho(t)$ двухуровневой системы, которая удовлетворяет следующему уравнению:

$$\dot\rho(t) = \frac{1}{i\hbar}[H_0 + W(t), \rho(t)] + L(\rho(t))\,, \tag{8}$$

где H_0 — невозмущенный гамильтониан: $H_0 = \hbar\omega_\alpha S_z/2$, $W(t)$ — оператор, описывающий внешнее возбуждение двухуровневой системы на частоте ω: $W(t) = -Yq_eE_y\cos(\omega t)$, где Y — сумма y-координат всех дырок: $Y = \sum_i^N y_i$, E_y — амплитуда возбуждающего электрического поля.

Последнее слагаемое в уравнении (8) оператор Линдблада [23]:

$$L(\rho) = 0{,}5\cdot\Gamma_a\left(2S_-\rho S_+ - S_+S_-\rho - \rho S_+S_-\right), \tag{9}$$

который мы записали в низкотемпературном приближении $\hbar\omega_\alpha >> k_BT$, пренебрегая тепловыми переходами $|G\rangle \to |S\rangle$.

В дальнейшем для удобства введем следующие обозначения векторов состояний: $|G\rangle \equiv |1\rangle$ и $|S\rangle \equiv |2\rangle$.

В матричном виде уравнение (8) будет иметь следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \dot\rho_{11} & \dot\rho_{12} \\ \dot\rho_{21} & \dot\rho_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{i\hbar}\begin{pmatrix} \bar W(t)(\rho_{21}-\rho_{12}) & \bar W(t)(\rho_{22}-\rho_{11}) - \hbar\omega_\alpha\rho_{12} \\ \bar W(t)(\rho_{11}-\rho_{22}) + \hbar\omega_\alpha\rho_{21} & \bar W(t)(\rho_{12}-\rho_{21}) \end{pmatrix} + \frac{\Gamma_\alpha}{2}\begin{pmatrix} 2\rho_{22} & -\rho_{12} \\ -\rho_{21} & -2\rho_{22} \end{pmatrix}, \tag{10}$$

где

$$\bar W(t) = \langle G|W(t)|S\rangle = -q_e E_y \cos\omega t \langle G|Y|S\rangle =$$

$$= -q_e E_y \cos\omega t \sqrt{N}\int_{-\infty}^{+\infty} u_0(k_x,x,y)\,y\,u_1^*(k_x,x,y)\,dy =$$

$$= -q_e E_y \cos\omega t R_e \sqrt{N/2}. \tag{11}$$

Введем далее для удобства оператор $\bar\rho = \rho_{11} - \rho_{22}$, который описывает разность населенностей между состояниями $|G\rangle$ и $|S\rangle$. Воспользовавшись условием нормировки матрицы плотности $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$, получим следующие уравнения:

$$\frac{d\bar\rho}{dt} = ia(\rho_{12}-\rho_{21})\cos\omega t - \frac{\Gamma_\alpha}{2}\bar\rho + \frac{\Gamma_\alpha}{2}, \tag{12a}$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = ia\bar\rho\cos\omega t + \left(i\omega_\alpha - \frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)\rho_{12}, \tag{12b}$$

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = -ia\bar\rho\cos\omega t - \left(i\omega_\alpha + \frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)\rho_{21}, \tag{12c}$$

где $a = (-q_e E_y R_e \sqrt{N})/\sqrt{2}\hbar$.

Вблизи резонанса $\omega \approx \omega_\alpha$ величина $\bar\rho$ слабо (на масштабе $1/\omega$) зависит от времени, в то время как величины $\rho_{12}(t), \rho_{12}(t)$ являются быстро осциллирующими функциями $\rho_{12}(t) = \tilde\rho_{12}e^{i\omega t}$, $\rho_{21}(t) = \tilde\rho_{21}e^{-i\omega t}$, где $\tilde\rho_{12}, \tilde\rho_{21}$ слабо зависят от времени. Из уравнений (12) получим систему уравнений для слабо зависящих от времени величин:

$$\frac{d\bar\rho}{dt} = \frac{ia}{2}(\tilde\rho_{12}-\tilde\rho_{21}) - \frac{\Gamma_\alpha}{2}\bar\rho + \frac{\Gamma_\alpha}{2}, \tag{13a}$$

$$\frac{d\tilde\rho_{12}}{dt} = \frac{ia}{2}\bar\rho + \left(i\delta\omega - \frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)\tilde\rho_{12}, \tag{13b}$$

$$\frac{d\tilde\rho_{21}}{dt} = \frac{-ia}{2}\bar\rho + \left(i\delta\omega + \frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)\tilde\rho_{21}, \tag{13c}$$

где $\delta\omega = \omega_\alpha - \omega$.

В установившемся режиме

$$\left(\frac{d\bar\rho}{dt} = \frac{d\tilde\rho_{12}}{dt} = \frac{d\tilde\rho_{21}}{dt} = 0\right)$$

система уравнений (13) имеет следующее решение:

$$\bar\rho = \frac{\left[(\delta\omega)^2 + \frac{\Gamma_\alpha^2}{4}\right]}{D(\omega)}, \tag{14a}$$

$$\rho_{21} = -\frac{a\left(\delta\omega + i\frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)}{2D(\omega)}, \tag{14b}$$

$$\rho_{12} = -\frac{a\left(\delta\omega - i\frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)}{2D(\omega)}, \tag{14c}$$

где

$$D(\omega) = \left[(\delta\omega)^2 + \frac{\Gamma_\alpha^2}{4}\right] + \frac{a^2}{2}.$$

4. Расчет мощности потерь в полупроводниковой пленке

Зная матрицу плотности, мы можем найти среднее значение координат дырок в пленке в установившемся режиме по формуле

$$\bar Y(t) = \mathrm{Tr}(Y\rho(t)) = \langle G|Y|S\rangle\left(\tilde\rho_{12}e^{i\omega t} + \tilde\rho_{21}e^{-i\omega t}\right).$$

Из (11), (12b), (12c) получим

$$\bar Y(t) = \frac{aR_e\sqrt{N/2}}{D(\omega)}\left(\delta\omega\cos\omega - \frac{\Gamma_\alpha}{2}\sin\omega t\right). \tag{15}$$

Из (15) получим выражение для среднего дипольного момента дырок $q_e\bar Y(t)$ на резонансной частоте $\omega = \omega_\alpha$

$$q_e\bar Y(t) = E_y\frac{q_e^2R_e^2N}{\hbar}\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_\alpha^2 + 2a^2}\sin\omega_\alpha t. \tag{16}$$

Формула (16) позволяет найти скорость изменения среднего дипольного момента дырок $q_e\dot{\bar Y}(\omega = \omega_\alpha, t)$. С другой стороны, скорость изменения среднего дипольного момента системы дырок в пленке можно представить как $q_e\dot{\bar Y}(t) = Nq_e\bar v_y(t)$, где $\bar v_y(t)$ — средняя скорость движения дырки в пленке вдоль оси y. Это позволяет установить связь между величиной $q_e\dot{\bar Y}(\omega = \omega_\alpha, t)$ и двумерной плотностью тока $J_y(\omega = \omega_\alpha, t) = Nq_e\bar v_y(t)/L^2$. Последнее соотношение дает возможность оценить плотность электрического тока и диагональный элемент проводимости $\sigma_{yy,\alpha}$ в пленке на резонансной частоте:

$$\sigma_{yy,\alpha} = \frac{3}{2\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\frac{\lambda_\alpha}{L}\right)^2 \frac{\Gamma_\alpha^2}{\Gamma_\alpha^2 + 2a^2}. \quad (17)$$

При переходе от (16) к (17) мы использовали выражение для полного числа дырок N в пленке.

Полную мощность потерь P_α в пленке при переходах между состояниями $|G\rangle$ и $|\Psi_S\rangle$ можно представить в виде

$$P_\alpha = \frac{1}{2}\sigma_{yy,\alpha}E_y^2 L^2. \quad (18)$$

Подставив (17) в (18), получим для мощности потерь P_α следующее выражение:

$$P_\alpha = \frac{3}{4\pi}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\frac{\lambda_\alpha}{L}\right)^2 \frac{\Gamma_\alpha^2}{\Gamma_\alpha^2 + 2a^2} E_y^2 L^2. \quad (19)$$

В сильных электрических полях, когда $a = \frac{-q_e E_y R_e \sqrt{N}}{\sqrt{2}\hbar} >> \Gamma_\alpha$ (режим насыщения), мощность потерь P_α (19) при $N = \left(q_e B/2\pi\hbar\right)L^2$ можно выразить через индукцию магнитного поля B и размер пленки L

$$P_\alpha = C_\alpha^4 \frac{1}{24\pi^2\varepsilon_0}\frac{q_e^6}{c^3 m_e^4} B^4 L^2. \quad (20)$$

Таким образом, в режиме насыщения мощность потерь не зависит от амплитуды напряженности электрического поля E_y. При значении индукции магнитного поля B = 10 Тл и размере пленки L = 0,2 см мощность потерь в Ge равна $P_{\alpha=2} = 16,6\cdot 10^{-7}$ Вт, а число фотонов, излучаемых в 1 секунду, равно $P_{\alpha=2}/\hbar\omega_{\alpha=2} = 5,2\cdot 10^{14}\,\text{с}^{-1}$.

Следует отметить, что отношение величины $P_\alpha/\hbar\omega_\alpha$ к вероятности распада Γ_α (7) нестационарного состояния $|S\rangle$ (6) всегда равно 0,5

$$\frac{P_\alpha/\hbar\omega_\alpha}{\Gamma_\alpha} = 0,5, \quad (21)$$

т.е. отношение величины $P_\alpha/\hbar\omega_\alpha$ для сильных электрических полей к вероятности Γ_α не зависит от напряженности магнитного поля H, размера пленки L и одинаково для всех полупроводников с кубической структурой (Ge, Si, InSb, GaAs).

Формула (21) и формула (7) для Γ_α позволяет представить число излучаемых фотонов $P_\alpha/L^2\hbar\omega_\alpha$ в 1 секунду с единицы поверхности как

$$\frac{P_\alpha}{L^2\hbar\omega_\alpha} = \frac{\pi}{3}\frac{q_e^2}{\varepsilon_0\hbar\lambda_\alpha}\left(\frac{1}{\lambda_\alpha}\right)^2. \quad (22)$$

С помощью выражения (20) для мощности потерь P_α можно ввести универсальную мощность потерь $P_\alpha/C_\alpha^4 L^2$, приходящуюся на единицу площади:

$$\frac{P_\alpha}{C_\alpha^4 L^2} = \frac{1}{24\pi^2\varepsilon_0}\frac{q_e^6}{c^3 m_e^4} B^4. \quad (23)$$

Эта величина зависит только от фундаментальных постоянных c, q_e, m_e и индукции магнитного поля B.

Заключение

Проведено исследование однофотонного сверхизлучения при циклотронном резонансе в идеальной полупроводниковой монокристаллической пленке с кубической структурой при низкой температуре, когда в начальном состоянии число дырок на уровне Ландау $n = 0$ равно $N = (q_e B/2\pi\hbar)L^2$, а число дырок на уровне Ландау n = 1 равно нулю. Решено уравнение Линдблада для матрицы плотности рассматриваемой многочастичной задачи, что позволяет вычислить в режиме насыщения мощность потерь на излучение в терминах экспериментально измеримых величин.

Авторы выражают благодарность М.В. Энтину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской федерации в рамках государственного задания № 3.4571.2017/6.7.

1. J. Kano and N. Miura, *Cyclotron Resonance, in: High Magnetic Fields Science and Technology*, F. Herlach and N. Miura (eds.), World Scientific, London (2006), Vol. 3, p. 61.
2. O. Drachenko and M. Helm, *Cyclotron Resonance Spectroscopy*, in: *Semiconductor Research: Experimental Techniques*, A. Patane and N. Balkan (eds.), Springer-Verlag, Berlin (2012), p. 283.
3. F.M. Peeters, *Theory of Electron–Phonon Interactions in Semiconductors*, in: *High Magnetic Fields Science and Technology*, F. Herlach and N. Miura (eds.), World Scientific, London (2003), Vol. 2, p. 23.
4. *Low Dimensional Semiconductor Structures: Characterization, Modeling and Applications*, H. Ünlü and N.J.M. Horing (eds.), Springer-Verlag, Berlin (2013).
5. Qi Zhang, T. Arikawa, E. Kato, J.L. Reno, Wei Pan, J.D. Watson, M.J. Manfra, M.A. Zudov, M. Tokman, M. Erukhimova, A. Belyanin, and J. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 047601 (2014).
6. Qi Zhang, M. Lou, X. Li, J.L. Reno, W. Pan, J.D. Watson, M.J. Manfra, and J. Kono, *Nat. Phys.* **12**, 1005 (2016).
7. T. Laurent, Y. Todorov, A. Vasanelli, A. Delteil, C. Sirtori, I. Sagnes, and G. Beaudoin, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 187402 (2015)
8. R.H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
9. K. Cong, Q. Zhang, Y. Wang, G.T. Noe II, A. Belyanin, and J. Kono, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, C80 (2016).
10. M.O. Scully and A.A. Svidzinsky, *Science* **325**, 1510 (2009).

11. M.O. Scully, E.S. Fry, C.H.R. Ooi, and K. Wódkiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 010501 (2006).
12. A.A. Svidzinsky and Jun-Tao Chang, *Phys. Rev. A* **77**, 043833 (2008).
13. M.O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 143601 (2009).
14. A.A. Svidzinsky, Jun-Tao Chang, and M.O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 160504 (2008).
15. A.A. Svidzinsky and M.O. Scully, *Opt. Commun.* **282**, 2894 (2009).
16. N.E. Nefedkin, E.S. Andrianov, A.A. Zyablovsky, A.A. Pukhov, A.P. Vinogradov, and A.A. Lisyansky, *Opt. Exp.* **25**, 2790 (2017).
17. P.Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors. Physics and Materials Properties*, Springer, New York (2002).
18. A.G. Moiseev and Ya.S. Greenberg, *Phys. Rev. B* **96**, 075208 (2017).
19. J.M. Lattinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
20. G.L. Bir and G.E. Pikus, *Symmetry and Strain-induced Effects in Semiconductors*, Wiley, New York (1974).
21. A.G. Moiseev, *Russ. Phys. J.* **57**, 1251 (2015).
22. K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 449 (1980).
23. M.O. Scully and M.S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press (1997).
24. D.S. Karpov, G. Oelsner, S.N. Shevchenko, Ya.S. Greenberg, and E. Il'ichev, *Fiz. Nizk. Temp.* **42**, 246 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 189 (2016)].

Single-photon superradiance in a single-crystal semiconductor film in the saturation mode

A.G. Moiseev and Ya.S. Greenberg

The paper investigates single-photon superradiance at cyclotron resonance in an ideal single-crystal semiconductor *p*-type film with a cubic structure placed in a homogeneous static strong magnetic field perpendicular to the film surface. The analysis is performed at a low temperature, when the holes density is maximum at the Landau level $n = 0$ and is zero at the Landau level $n = 1$. Using the Lindblad equation for the density matrix, we calculated the current density in the film and the parameters of the electromagnetic field radiated by the film as a function of the electric field strength. It is shown that at the saturation mode when the electric field strength is high the universal loss power per unit area of the film depends only on the fundamental constants c, q_e, m_e and on the induction of the magnetic field.

PACS: 78.67.Bf Nanocrystals, nanoparticles, and nanoclusters;
76.40.+b Diamagnetic and cyclotron resonances;
73.20.–r Electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures;
78.47.jh Coherent nonlinear optical spectroscopy.

Keywords: cyclotron resonance, semiconductor film, single-photon superradiance.