

РАЗОГРЕВ И ОХЛАЖДЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ТЕРАГЕРЦЕВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*Г. В. Будкин, С. А. Тарасенко**

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 25 августа 2010 г.

Исследовано поглощение терагерцевого излучения свободными носителями заряда в полупроводниковых квантовых ямах n -типа, сопровождаемое взаимодействием электронов с акустическими и оптическими фононами. Показано, что внутривозонные оптические переходы могут приводить как к разогреву, так и к охлаждению электронного газа. Эффект охлаждения носителей заряда происходит в определенной области температур и частот излучения, в которой наиболее эффективным механизмом поглощения света являются внутривозонные переходы с испусканием оптических фононов. В квантовых ямах GaAs оптическое охлаждение электронов идет наиболее эффективно в области азотных температур, а в гетероструктурах на основе GaN возможно даже при комнатной температуре.

1. ВВЕДЕНИЕ

Поглощение света носителями заряда в полупроводниковых структурах приводит к увеличению внутренней энергии структур, которая перераспределяется между электронной подсистемой и кристаллической решеткой. Обычно оптическая накачка сопровождается разогревом и электронной, и фононной подсистем. Однако, поскольку фотовозбуждение нарушает термодинамическое равновесие, возможна ситуация, когда поглощение света приводит к уменьшению электронной энергии, а избыток энергии передается фононам. Такой эффект оптического охлаждения носителей заряда наблюдался в объемном германии p -типа при низких температурах в условиях возбуждения дырочного газа инфракрасным излучением CO₂-лазера [1, 2]. Свет индуцировал прямые оптические переходы между подзонами тяжелых и легких дырок, после чего дырки быстро теряли энергию за счет испускания нескольких оптических фононов и оказывались в состояниях с меньшей энергией, чем были до фотовозбуждения. Охлаждение носителей заряда может происходить и непосредственно в момент поглощения света, если под действием света носители переходят преимущественно в состояния с меньшей энергией. Численный расчет, выполненный в работах [3–5], показал, что

такой эффект возможен в объемных полупроводниках и квантовых ямах n -типа в условиях не прямых внутривозонных и внутривозонных оптических переходов, которые сопровождаются испусканием и поглощением оптических фононов.

В данной работе представлено теоретическое исследование эффектов разогрева и охлаждения двумерного электронного газа терагерцевым излучением в гетероструктурах на основе полупроводников A₃B₅ с учетом взаимодействия электронов с акустическими и оптическими фононами. Определены области температур и частот излучения, в которых внутривозонные оптические переходы идут преимущественно с уменьшением электронной энергии. На основе уравнения баланса энергии проведена оценка эффективной температуры носителей заряда в области оптического охлаждения.

2. ВНУТРИВОЗОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

Эффект охлаждения электронного газа при поглощении света свободными носителями заряда связан с передачей кинетической энергии электронов фононной системе непосредственно в процессе взаимодействия электронов со светом. Действительно, благодаря законам сохранения энергии и квазиимпульса, внутривозонные оптические переходы в

*E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

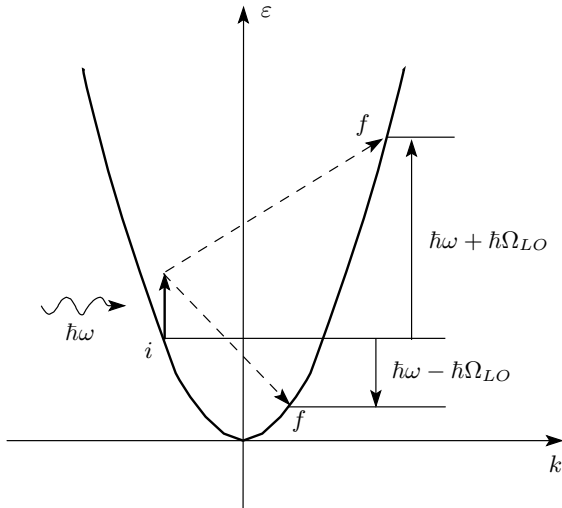


Рис. 1. Иллюстрация внутриподзонных оптических переходов из начального состояния i в конечное состояние f с поглощением и испусканием оптического фотона

квантовых ямах возможны, если они сопровождаются поглощением или испусканием акустических или оптических фононов, или рассеянием электронов на дефектах гетероструктуры [6, 7]. Такие механизмы поглощения фотонов с одновременным испусканием или поглощением продольных оптических фононов проиллюстрированы на рис. 1. Оптический переход, сопровождаемый поглощением фотона, увеличивает энергию электрона на $\hbar\omega + \hbar\Omega_{LO}$, где ω — частота света, Ω_{LO} — частота фонона. Процесс же поглощения кванта света с одновременным испусканием фотона может приводить как к росту, так и к уменьшению кинетической энергии электрона в зависимости от соотношения между величинами $\hbar\omega$ и $\hbar\Omega_{LO}$. Если $\hbar\omega < \hbar\Omega_{LO}$ и в системе доминируют процессы с испусканием оптических фононов, то поглощение света будет приводить к охлаждению электронного газа. В реальных системах наряду с взаимодействием носителей заряда с оптическими фононами внутриподзонное поглощение света может быть обусловлено рассеянием электронов на дефектах, а также испусканием или поглощением акустических фононов. Такие процессы приводят к дополнительному разогреву электронов, поскольку $\hbar\omega$ обычно значительно больше энергии, переданной дефекту, и энергии акустического фонона, участвующего в оптическом переходе [5]. Для анализа эффективности охлаждения и расчета электронной температуры в реальных структурах необходимо учитывать все основные механизмы рассеяния электронов.

В линейном режиме по интенсивности света количество энергии, поглощаемой в квантовой яме в единицу времени при непрямых внутриподзонных оптических переходах, определяется выражением

$$P = \frac{4\pi\omega}{S} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\mathbf{q}, \nu, \pm} |M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, \pm)}(\mathbf{q})|^2 f(\varepsilon_{\mathbf{k}}) [1 - f(\varepsilon_{\mathbf{k}'})] \times \\ \times [\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \hbar\omega \pm \hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu}) - \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} + \hbar\omega \pm \hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu})], \quad (1)$$

а скорость изменения кинетической энергии электронов имеет вид

$$\dot{E} = \frac{4\pi}{\hbar S} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\mathbf{q}, \nu, \pm} |M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, \pm)}(\mathbf{q})|^2 (\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}) \times \\ \times f(\varepsilon_{\mathbf{k}}) [1 - f(\varepsilon_{\mathbf{k}'})] [\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \hbar\omega \pm \hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu}) + \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} + \hbar\omega \pm \hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu})]. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) $M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, \pm)}(\mathbf{q})$ — составной матричный элемент непрямых оптических переходов, \mathbf{k} и \mathbf{k}' — волновые векторы электронов в плоскости квантовой ямы, $\mathbf{q} = (\mathbf{q}_{\parallel}, q_z)$ и $\Omega_{\mathbf{q}, \nu}$ — волновой вектор и частота фонона, ν — индекс фононной ветви, знаки « \pm » соответствуют процессам испускания и поглощения фононов, $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / (2m^*)$ — кинетическая энергия электрона, m^* — эффективная масса,

$$f(\varepsilon_{\mathbf{k}}) = 1 / \{ \exp[(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu) / k_B T_e] + 1 \}$$

— равновесная функция распределения электронов при температуре T_e , k_B — постоянная Больцмана, μ — химический потенциал, который определяется концентрацией электронов и температурой, S — нормировочная площадь, множитель 4 учитывает спиновое вырождение электронных состояний. В данной работе будем рассматривать эффект охлаждения электронов в квантовых ямах с высокой подвижностью носителей заряда и предполагать, что поглощение света связано со взаимодействием электронов с акустическими и оптическими фононами, а рассеянием электронов на дефектах структуры можно пренебречь. Матричные элементы внутриподзонных оптических переходов определяются выражением

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, \pm)}(\mathbf{q}) = \frac{e\mathbf{A} \cdot (\mathbf{k}' - \mathbf{k})}{cm^*\omega} V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, \pm)}(\mathbf{q}), \quad (3)$$

где \mathbf{A} — амплитуда векторного потенциала электромагнитной волны, c — скорость света, $V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, \pm)}(\mathbf{q})$ — матричные элементы испускания и поглощения фононов.

Рассмотрим эффект охлаждения электронного газа терагерцевым излучением в квантовой яме,

выращенной из полупроводника с решеткой цинковой обманки вдоль кристаллографического направления [001]. В таких структурах основными механизмами взаимодействия электронов с акустическими фононами являются деформационный (ДА) и пьезоэлектрический (РА) механизмы, а взаимодействие электронов с оптическими фононами обусловлено механизмом Фрёлеха (РО). Квадраты модулей соответствующих матричных элементов электрон-фононного взаимодействия в модели изотропии упругих свойств имеют вид (см. [8, 9])

$$\text{ДА: } |V_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{(LA,\pm)}|^2 = \frac{\hbar q^2 \Xi^2 |J|^2}{2\rho \Omega_{\mathbf{q},LA} V} N_{\mathbf{q},LA}^\pm, \quad (4)$$

$$\text{РА: } |V_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{(\nu,\pm)}|^2 = \frac{\hbar(8\pi e e_{14})^2 |J|^2 N_{\mathbf{q},\nu}^\pm}{2\rho \Omega_{\mathbf{q},\nu} \epsilon_0^2 V} \times \left| \sum_{\alpha,\beta,\gamma} \frac{q_\alpha q_\beta o_\gamma^{(\mathbf{q},\nu)}}{2q^2} |\epsilon_{\alpha\beta\gamma}| \right|^2, \quad (5)$$

$$\text{РО: } |V_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{LO,\pm}|^2 = \frac{2\pi\hbar e^2 \Omega_{LO} |J|^2}{\epsilon^* q^2 V} N_{LO}^\pm, \quad (6)$$

где Ξ — константа деформационного потенциала в зоне проводимости, ρ — плотность кристалла, e_{14} — пьезоэлектрическая константа, $1/\epsilon^* = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0$, ϵ_∞ и ϵ_0 — диэлектрические проницаемости среды на большой и малой частотах, $\Omega_{\mathbf{q},\nu}$ в формулах (4) и (5) — частоты продольных акустических ($\nu = LA$) и поперечных акустических ($\nu = TA1, TA2$) фононов с волновыми векторами \mathbf{q} , $\Omega_{\mathbf{q},LA} = s_L q$, $\Omega_{\mathbf{q},TA} = s_T q$, s_L и s_T — скорости продольного и поперечного звуков, частота продольных оптических фононов Ω_{LO} предполагается не зависящей от \mathbf{q} , $\mathbf{o}^{(\mathbf{q},\nu)}$ — единичный вектор поляризации фонона, $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — антисимметричный тензор третьего ранга (символ Леви-Чивита), V — нормированный объем, $N_{\mathbf{q},\nu}^\pm = N_{\mathbf{q},\nu} + 1/2 \pm 1/2$, $N_{\mathbf{q},\nu} = 1/[\exp(\hbar\Omega_{\mathbf{q},\nu}/k_B T) - 1]$ — числа заполнения фононов, T — температура кристаллической решетки, J — интеграл перекрытия,

$$J = \int \psi_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) e^{\mp i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \varphi(z) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{\parallel})/\sqrt{S}$ — волновая функция электрона в квантовой яме, $\varphi(z)$ — функция размерного квантования, \mathbf{r}_{\parallel} и z — координаты в плоскости квантовой ямы и вдоль оси роста структуры.

В дальнейшем будем рассматривать поглощение света при не очень низких температурах и предполагать, что для акустических фононов, участвующих в

переходах, выполняется соотношение $k_B T \gg \hbar\Omega_{\mathbf{q},\nu}$. В этом случае числа заполнения акустических фононов велики: $N_{\mathbf{q},\nu} \approx k_B T/(\hbar\Omega_{\mathbf{q},\nu}) \gg 1$. Кроме того будем предполагать, что электроны находятся на дне основной подзоны размерного квантования, т. е. $ka \ll 1$, где k — характерный волновой вектор электронов в плоскости интерфейсов, a — ширина квантовой ямы.

Для расчета энергии P , поглощаемой в квантовой яме в единицу времени, и скорости изменения энергии электронов \dot{E} в линейном режиме по интенсивности света необходимо положить $T_e = T$. Вычисления по формуле (1) с матричными элементами электрон-фононного взаимодействия (4)–(6) в частотном диапазоне $\omega < \Omega_{LO}$ дают следующий результат

$$P = P_{DA} + P_{PA} + P_{PO}, \quad (7)$$

где вклады P_{DA} , P_{PA} и P_{PO} имеют вид

$$P_{DA} = \frac{2\pi\alpha k_B T \Xi^2 \kappa_{DA}}{\omega^2 n \rho \hbar^2 s_L^2} N_e I \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^4(z) dz, \quad (8)$$

$$P_{PA} = \frac{\alpha\pi^2 k_B T \kappa_{PA}}{\omega^2 n \rho \hbar^2} \left(\frac{13}{s_T^2} + \frac{9}{s_L^2} \right) \left(\frac{e e_{14}}{\epsilon_0} \right)^2 \times \sqrt{\frac{\hbar}{2m^*\omega}} N_e I, \quad (9)$$

$$P_{PO} = \frac{2\pi\alpha e^2 [\kappa_{PO}(\xi_+) - \kappa_{PO}(\xi_-)]}{\omega^2 n m^* \epsilon^*} \times \sqrt{\frac{2m^* \Omega_{LO}}{\hbar}} N_e I, \quad (10)$$

$\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, $n = \sqrt{\epsilon_0}$ — коэффициент преломления света для частот $\omega < \Omega_{LO}$,

$$N_e = 2 \sum_{\mathbf{k}} f(\epsilon_{\mathbf{k}})/S$$

— двумерная концентрация носителей, $I = A^2 \omega^2 n/(2\pi c)$ — интенсивность света,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi^4(z) dz = \frac{3}{2a}$$

для прямоугольной ямы толщиной a с бесконечно высокими барьерами, $\xi_{\pm} = \hbar(\Omega_{LO} \pm \omega)$; κ_{DA} , κ_{PA} и κ_{PO} — безразмерные параметры:

$$\kappa_{DA} = \frac{\int_0^\infty (1 + 2\varepsilon/\hbar\omega)(f_\varepsilon - f_{\varepsilon+\hbar\omega}) d\varepsilon}{\int_0^\infty f_\varepsilon d\varepsilon}, \quad (11)$$

$$\kappa_{PA} = \frac{\int_0^\infty \mathcal{F}(\varepsilon, \hbar\omega)(f_\varepsilon - f_{\varepsilon+\hbar\omega}) d\varepsilon}{\int_0^\infty f_\varepsilon d\varepsilon}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{PO}(\xi) &= \\ &= \frac{\int_0^\infty \mathcal{F}(\varepsilon, \xi)[N_{LO}(f_\varepsilon - f_{\varepsilon+\xi}) - f_{\varepsilon+\xi}(1 - f_\varepsilon)] d\varepsilon}{\sqrt{\omega/\Omega_{LO}} \int_0^\infty f_\varepsilon d\varepsilon}, \quad (13) \end{aligned}$$

$f_\varepsilon = f(\varepsilon)$, $\mathcal{F}(\varepsilon, \xi)$ — функция, определяемая выражением

$$\mathcal{F}(\varepsilon, \xi) = \left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\hbar\omega}} + \sqrt{\frac{\varepsilon + \xi}{\hbar\omega}} \right) E \left(\frac{2\sqrt{\varepsilon(\varepsilon + \xi)}}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon + \xi}} \right),$$

$E(x) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - x^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$ — эллиптический интеграл Лежандра второго рода. Формулы (11) и (12) получены в приближении $\omega \gg \Omega_{q,TA}, \Omega_{q,LA}$.

На рис. 2 сплошной кривой представлена зависимость P/I (доли энергии излучения, поглощаемой в квантовой яме) от частоты света для прямоугольной квантовой ямы на основе GaAs толщиной $a = 10$ нм при температуре $T = 20$ К и концентрации электронов $N_e = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻². Штриховой, пунктирной и штрихпунктирной кривыми показаны частотные зависимости вкладов P_{DA}/I , P_{PA}/I и P_{PO}/I . При расчете использовались следующие параметры GaAs [9]: эффективная масса электронов $m^* = 0.067m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), энергия продольного оптического фонона $\hbar\Omega_{LO} = 35$ мэВ, константа деформационного потенциала $\Xi = -8.6$ эВ, скорости продольного и поперечного звуков $s_L = 5 \cdot 10^5$ см/с и $s_T = 3 \cdot 10^5$ см/с, модуль пьезоэлектрического тензора $e_{14} = 0.48 \cdot 10^5$ ед. СГС (0.16 Кл·м⁻²), плотность кристалла $\rho = 5.3$ г·см⁻³, диэлектрическая проницаемость на малых и больших частотах $\epsilon_0 = 12.7$

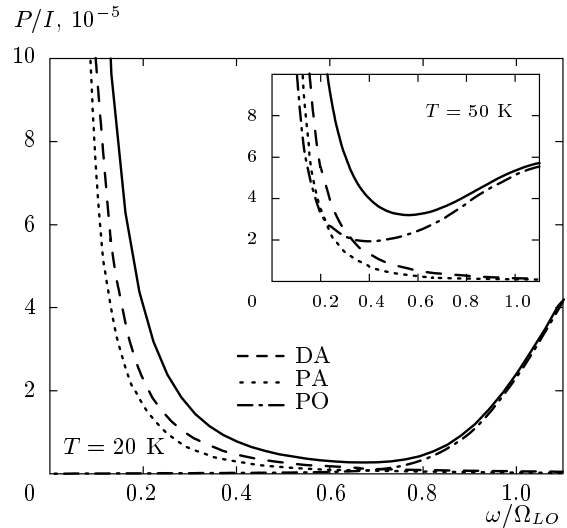


Рис. 2. Зависимость доли энергии P/I , поглощаемой в квантовой яме, от частоты излучения (сплошная кривая). Штриховой, пунктирной и штрихпунктирной кривыми представлены вклады различных механизмов электрон-фононного взаимодействия. Зависимости рассчитаны для квантовой ямы GaAs толщиной $a = 10$ нм с концентрацией электронов $N_e = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻² и при температуре $T = 20$ К. На вставке представлены аналогичные зависимости для температуры $T = 50$ К

и $\epsilon_\infty = 10.9$. На рис. 2 видно, что при низкой температуре в широкой области частот поглощение света свободными носителями заряда определяется взаимодействием электронов с акустическими фононами. Процессы испускания оптических фононов вносят существенный вклад в поглощение света только при частотах ω , сравнимых с частотой оптического фонона Ω_{LO} или превышающих ее. Повышение температуры (см. вставку на рис. 2) приводит к увеличению роли оптических фононов; при температурах $T > 70$ К взаимодействие электронов с оптическими фононами определяет поглощение света в квантовой яме во всей области частот.

Отметим, что при анализе поляризационных механизмов взаимодействия электронов с фононами мы использовали гамильтонианы (5) и (6) с константами взаимодействия для нелегированных структур. Такое приближение справедливо для изучаемых в данной работе малых концентраций носителей заряда в квантовых ямах $N_e = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻² [10], когда эффекты экранировки несущественны. При больших концентрациях N_e переменное электрическое поле, индуцированное фононом, экранируется свободными носителями заряда в квантовой яме, что уменьшает силу электрон-фононного взаимодей-

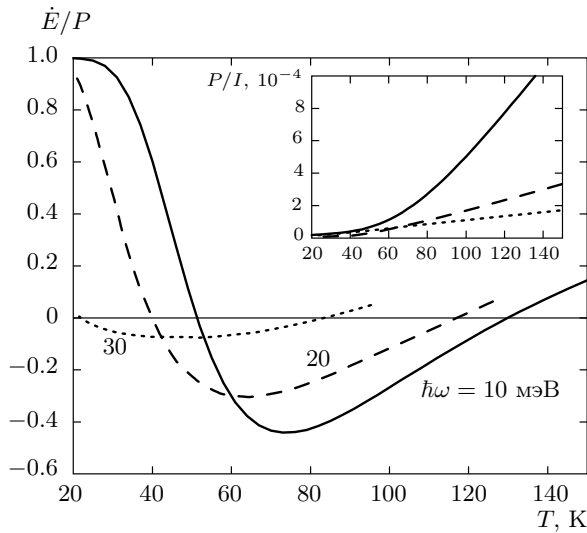


Рис. 3. Зависимости эффективности разогрева электронов \dot{E}/P от температуры для различных частот излучения, рассчитанные для квантовой ямы GaAs толщиной $a = 10$ нм с концентрацией электронов $N_e = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. На вставке представлены зависимости P/I от температуры

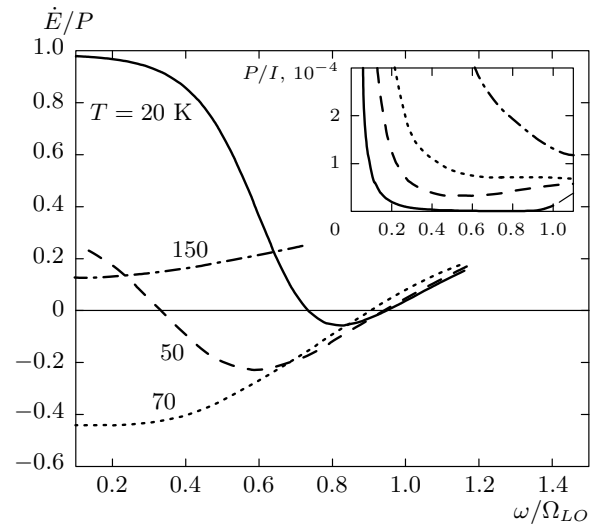


Рис. 4. Зависимости эффективности разогрева электронов \dot{E}/P от частоты излучения для различных температур, рассчитанные для квантовой ямы GaAs толщиной $a = 10$ нм с концентрацией электронов $N_e = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. На вставке представлены зависимости P/I от частоты излучения

ствия и может приводить к появлению смешанных плазмон-фононных мод [11].

Скорость изменения энергии электронов, рассчитанная по формуле (2) с матричными элементами электрон-фононного взаимодействия (4)–(6), принимает вид

$$\dot{E} = \dot{E}_{DA} + \dot{E}_{PA} + \dot{E}_{PO}, \quad (14)$$

где $\dot{E}_{DA} = P_{DA}$ и $\dot{E}_{PA} = P_{PA}$, поскольку энергия акустического фонона считается малой по сравнению с энергией фотона, а

$$\dot{E}_{PO} = P_{PO} \left[1 + \frac{\Omega_{LO} \kappa_{PO}(\xi_+) + \kappa_{PO}(\xi_-)}{\omega \kappa_{PO}(\xi_+) - \kappa_{PO}(\xi_-)} \right]. \quad (15)$$

На рис. 3 представлены зависимости отношения скорости изменения энергии электронов к поглощаемой энергии, \dot{E}/P , от температуры для различных частот света. В области малых температур, когда электронный газ вырожден и все состояния ниже уровня Ферми заняты, возможны только процессы с увлечением энергии электронов, поэтому в этой области температур происходит только разогрев носителей заряда. В промежуточной области температур (в данном случае вблизи температуры кипения азота), когда возможны процессы с уменьшением энергии электронов и процессы испускания оптических

фононов идут вероятнее, чем процессы с поглощением фононов, наблюдается эффект охлаждения электронного газа. При еще более высоких температурах вероятности оптических переходов с поглощением и испусканием фононов становятся сравнимыми и охлаждение газа сменяется опять разогревом. Зависимости \dot{E}/P от частоты возбуждающего излучения для нескольких различных температур построены на рис. 4. Видно, что при увеличении температуры спектральная область, в которой происходит охлаждение, сдвигается в область меньших частот, а затем исчезает. В согласии с микроскопической моделью при $\omega > \Omega_{LO}$ происходит только разогрев электронов.

Область температур и частот излучения, в которой внутризонное поглощение света приводит к уменьшению средней энергии электронов, ограничена сплошными кривыми на рис. 5, соответствующими условию $\dot{E} = 0$. Кривые на рис. 5 построены для квантовых ям на основе соединений GaAs и GaN толщиной $a = 10$ нм и концентрации электронов $N_e = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. При расчете использовались следующие параметры GaN: эффективная масса электронов $m^* = 0.15m_0$, константа деформационного потенциала $\Xi = -6.7$ эВ [12], модуль пьезоэлектрического тензора $e_{14} = 1.8 \cdot 10^5$ ед. СГС (0.6 Кл·м $^{-2}$) [13], скорости продольного и попереч-

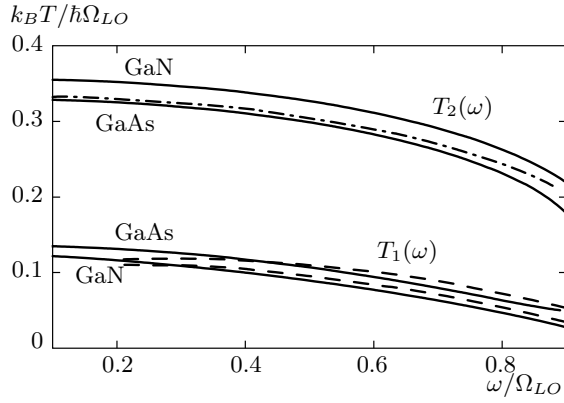


Рис. 5. Область температур и частот излучения, в которой внутриподзонное поглощение света приводит к уменьшению средней энергии электронов. Штриховые и штрихпунктирные кривые — приближенные границы этой области, рассчитанные соответственно по формулам (17) и (19)

ного звуков $s_L = 7 \cdot 10^5$ см/с и $s_T = 5 \cdot 10^5$ см/с, плотность кристалла $\rho = 6.15$ г·см⁻³, энергия продольного оптического фонона $\hbar\Omega_{LO} = 87$ мэВ, диэлектрическая проницаемость на малых и больших частотах $\epsilon_0 = 9.7$ и $\epsilon_\infty = 5.3$ [14]. Нижняя по температуре граница области оптического охлаждения соответствует температуре $T_1(\omega)$, при которой разогрев электронов, обусловленный переходами с участием акустических фононов, компенсируется процессами охлаждения, связанными с испусканием оптических фононов. При таких низких температурах внутриподзonné переходы с поглощением оптических фононов практически отсутствуют, поэтому $\dot{E}_{PO} = P_{PO}(1 - \Omega_{LO}/\omega)$. Для оценки $T_1(\omega)$ в области частот $\hbar\omega, \hbar(\Omega_{LO} - \omega) \gg \bar{\epsilon}$ (где $\bar{\epsilon}$ — характерная энергия равновесных электронов), воспользуемся тем, что $\kappa_{DA} = 1$, $\kappa_{PA} = \pi/2$, $\kappa_{PO}(\xi_-) = -\pi/(2\hbar\omega)\sqrt{\hbar\Omega_{LO}\xi_-} \exp(-\xi_-/k_B T)$, а $|\kappa_{PO}(\xi_+)| \ll |\kappa_{PO}(\xi_-)|$ в этом спектральном диапазоне. Тогда условие $\dot{E} = 0$ принимает вид

$$\exp\left[\frac{\hbar\Omega_{LO} - \hbar\omega}{k_B T_1(\omega)}\right] = \beta(\omega) \frac{\hbar\Omega_{LO} - \hbar\omega}{k_B T_1(\omega)}, \quad (16)$$

где не зависящий от температуры параметр $\beta(\omega)$ определяется выражением

$$\beta^{-1}(\omega) = \frac{m^* \epsilon^*}{\rho e^2} \frac{\omega^2}{\Omega_{LO}} \sqrt{\frac{1}{2m^* \hbar(\Omega_{LO} - \omega)}} \times \left[\frac{3\Xi^2}{\pi a s_L^2} + \frac{\pi}{2} \left(\frac{13}{s_T^2} + \frac{9}{s_L^2} \right) \left(\frac{e e_{14}}{\epsilon_0} \right)^2 \sqrt{\frac{\hbar}{2m^* \omega}} \right].$$

Для рассмотренных структур GaAs и GaN соответственно $\beta \approx 30$ и $\beta \approx 50$ при $\omega = \Omega_{LO}/2$. Заметим, что в формуле для $\beta(\omega)$ можно оставить только одно слагаемое, если один из механизмов, ДА или РА, доминирует. Уравнение (16) при $\beta \gg 1$ имеет приближенное решение

$$T_1(\omega) \approx \frac{(\hbar\Omega_{LO} - \hbar\omega)/k_B}{\ln[\beta(\omega) \ln \beta(\omega)]}, \quad (17)$$

которое описывает зависимость температуры T_1 от частоты света. Приближенные зависимости $T_1(\omega)$ для квантовых ям GaAs и GaN, рассчитанные по формуле (17), показаны на рис. 5 штриховыми кривыми. Видно, что они хорошо согласуются с точными расчетами в широкой области частот излучения.

Верхняя по температуре граница области охлаждения электронов светом соответствует температуре $T_2(\omega)$, при которой процессы разогрева и охлаждения электронов, обусловленные взаимодействием с оптическими фононами, компенсируют друг друга. Роль акустических фононов в этой области температур невелика, поэтому условие $\dot{E} = 0$ аналогично $\dot{E}_{PO} = 0$ и принимает вид

$$\xi_+ \kappa_{PO}(\xi_+) + \xi_- \kappa_{PO}(\xi_-) = 0. \quad (18)$$

При температурах T_2 электронный газ является невырожденным и в приближении $\xi_\pm \gg k_B T_2$ справедлива оценка

$$T_2(\omega) \approx \frac{2\hbar\omega/(3k_B)}{\ln[(\Omega_{LO} + \omega)/(\Omega_{LO} - \omega)]}. \quad (19)$$

Зависимость, рассчитанная по формуле (19), представлена на рис. 5 штрихпунктирной кривой и дает хорошее согласие с численными расчетами практически во всей области частот. Заметим, что в области частот $\omega < \Omega_{LO}/2$ температура T_2 практически не зависит от ω и может быть оценена как $\hbar\Omega_{LO}/(3k_B)$. В полупроводнике GaAs эта температура составляет ≈ 140 К, а в GaN с энергией продольного оптического фонона 87 мэВ температура T_2 превышает комнатную температуру.

Выражения (7)–(10) и (14), (15) для поглощаемой энергии P и скорости изменения энергии электронов при оптических переходах \dot{E} получены в линейном режиме по интенсивности света. Увеличение интенсивности света нарушает термодинамическое равновесие и приводит, в частности, к накоплению оптических фононов в модах, эффективно взаимодействующих с электронами в квантовой яме [7, 10]. Отклонение средних чисел заполнения фононов от равновесных можно оценить, предполагая, что вся

поглощаемая в квантовой яме энергия рассеивается оптическими фононами. Такая оценка показывает, что при концентрации носителей $N_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, частоте $\omega = \Omega_{LO}/2$, времени жизни оптических фононов 10^{-11} с [15], температуре T_1 (когда роль оптических фононов становится существенной, см. рис. 5) функция распределения фононов начинает значительно отличаться от равновесной при интенсивности терагерцевого излучения $I = 10 \text{ кВт/см}^2$. При больших температурах область нелинейности сдвигается в сторону еще большей интенсивности излучения.

3. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА

В области температур 20–80 К, в которой возможно охлаждение электронного газа терагерцевым излучением в квантовых ямах GaAs, эффективно идут процессы электрон-электронного рассеяния. Эксперимент и расчет показывают [16, 17], что время электрон-электронных столкновений в яме толщиной 10 нм с двумерной концентрации носителей $N_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в данном диапазоне температур не превышает 1 пс, что значительно меньше времени энергетической релаксации электронного газа за счет взаимодействия с фононами. Межчастичное взаимодействие приводит к быстрой термализации электронов и формирует квазиравновесное распределение носителей по энергии $f(\varepsilon)$ с температурой T_e , отличной от эффективной температуры решетки T в области квантовой ямы. Разность электронной и фононной температур $\Delta T = T_e - T$ можно оценить из условия баланса энергии: $\dot{E} + \dot{E}_{rel} = 0$, где \dot{E}_{rel} — скорость изменения энергии электронов за счет взаимодействия с фононами,

$$\dot{E}_{rel} = \frac{4\pi}{\hbar S} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\mathbf{q}, \nu, \pm} |V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, \pm)}(\mathbf{q})|^2 (\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}) \times f(\varepsilon_{\mathbf{k}}) [1 - f(\varepsilon_{\mathbf{k}'})] \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} \pm \hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu}). \quad (20)$$

Будем предполагать, что термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами нарушено слабо, т. е. $\Delta T/T \ll k_B T / (\hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu})$, где $\hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu}$ — энергия характерного фонона, участвующего во взаимодействии. Тогда справедливо соотношение

$$N_{\mathbf{q}, \nu}^+ f_{\varepsilon}(1 - f_{\varepsilon'}) - N_{\mathbf{q}, \nu}^- f_{\varepsilon'}(1 - f_{\varepsilon}) \Big|_{\varepsilon = \varepsilon' + \hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu}} \approx \approx N_{\mathbf{q}, \nu}^+ f_{\varepsilon}(1 - f_{\varepsilon'}) \frac{\Delta T}{T_e} \frac{\hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu}}{k_B T}. \quad (21)$$

В этом случае скорость релаксации энергии (20) является линейной функцией ΔT и может быть представлена в виде $\dot{E}_{rel} = -k_B \Delta T N_e / \tau_T$, где время τ_T определяется выражением

$$\tau_T^{-1} = \frac{4\pi\hbar}{k_B^2 T^2 N_e S} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\mathbf{q}, \nu} |V_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu, +)}(\mathbf{q})|^2 \Omega_{\mathbf{q}, \nu}^2 \times f(\varepsilon_{\mathbf{k}}) [1 - f(\varepsilon_{\mathbf{k}'})] \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} + \hbar\Omega_{\mathbf{q}, \nu}). \quad (22)$$

Расчет по формуле (22) с учетом перечисленных в разд. 2 механизмов электрон-фононного взаимодействия приводит к следующему результату:

$$\frac{1}{\tau_T} = \frac{1}{\tau_T^{(DA)}} + \frac{1}{\tau_T^{(PA)}} + \frac{1}{\tau_T^{(PO)}}, \quad (23)$$

где $\tau_T^{(DA)}$, $\tau_T^{(PA)}$ и $\tau_T^{(PO)}$ — времена релаксации на акустических и оптических фононах, определяемые выражениями

$$\frac{1}{\tau_T^{(DA)}} = \frac{2m^*\Xi^2}{\rho\hbar k_B T} \times \int_0^\infty \frac{f_\varepsilon(1 - f_\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^\infty f_\varepsilon d\varepsilon} \int_{-\infty}^\infty [\varphi(z)\varphi'(z)]^2 dz, \quad (24)$$

$$\frac{1}{\tau_T^{(PA)}} = \frac{36\pi\sqrt{2m^*3}}{\rho\hbar^2 k_B T} \left(\frac{ee_{14}}{\varepsilon_0}\right)^2 \times \int_0^\infty \frac{f_\varepsilon(1 - f_\varepsilon)\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^\infty f_\varepsilon d\varepsilon}, \quad (25)$$

$$\frac{1}{\tau_T^{(PO)}} = \frac{m^*e^2\Omega_{LO}^3(N_{LO} + 1)}{\varepsilon^*k_B^2 T^2 \sqrt{2m^*\Omega_{LO}/\hbar}} \times \int_0^\infty \frac{f_{\varepsilon+\hbar\Omega_{LO}}(1 - f_\varepsilon) \mathcal{G}_\varepsilon d\varepsilon}{\int_0^\infty f_\varepsilon d\varepsilon}, \quad (26)$$

\mathcal{G}_ε — функция энергии электрона,

$$\mathcal{G}_\varepsilon = \frac{K \left(\frac{2\sqrt[4]{\varepsilon(\varepsilon + \hbar\Omega_{LO})}}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon + \hbar\Omega_{LO}}} \right)}{\sqrt{\varepsilon/\hbar\Omega_{LO}} + \sqrt{1 + \varepsilon/\hbar\Omega_{LO}}},$$

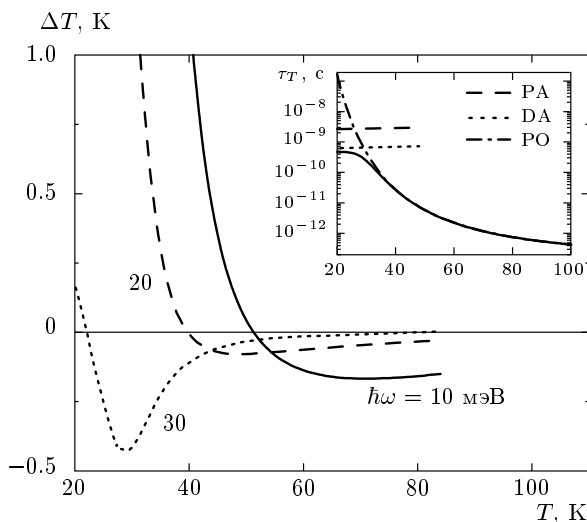


Рис. 6. Зависимость ΔT от температуры T в условиях стационарного возбуждения терагерцевым излучением интенсивностью $I = 5 \text{ кВт/см}^2$. Кривые рассчитаны для квантовой ямы GaAs толщиной $a = 10 \text{ нм}$ с концентрацией электронов $N_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при различных частотах излучения. На вставке сплошной кривой построена зависимость времени τ_T от температуры; штриховой, пунктирной и штрихпунктирной кривыми показаны вклады различных механизмов электрон-фононного взаимодействия в τ_T

где

$$K(x) = \int_0^{\pi/2} d\varphi / \sqrt{1 - x^2 \sin^2 \varphi}$$

— эллиптический интеграл Лежандра первого рода. Рассчитанные по формулам (24)–(26) температурные зависимости $\tau_T^{(DA)}$, $\tau_T^{(PA)}$, $\tau_T^{(PO)}$, а также температурная зависимость полного времени релаксации τ_T представлены на вставке к рис. 6. На графике видно, что начиная с температуры $T \approx 30 \text{ К}$ энергетическая релаксация двумерного электронного газа определяется взаимодействием с оптическими фононами [18].

На рис. 6 показана зависимость ΔT от температуры T , рассчитанная на основе баланса энергии для интенсивности света $I = 5 \text{ кВт/см}^2$ и различных частот излучения. Наиболее значительное отклонение эффективных электронной и фононной температур в области оптического охлаждения наблюдается при низких температурах вблизи порога охлаждения. С ростом температуры решетки величина $|\Delta T|$ резко падает, что связано со значительным уменьшением времени τ_T (см. вставку на рис. 6).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе теоретически исследовано внутривоздушное поглощение света в квантовых ямах n -типа на основе полупроводников A_3B_5 . При низких температурах поглощение света приводит к разогреву носителей заряда; с ростом температуры разогрев электронного газа сменяется охлаждением, а затем снова разогревом. Диапазон температур, в котором происходит оптическое охлаждение электронов, определяется зонными параметрами полупроводника, главным образом, энергией продольного оптического фонона.

Индукцированное светом изменение электронной температуры может быть зарегистрировано в экспериментах по фотопроводимости [1, 2] и фотолуминесценции [19, 20]. Эффект оптического охлаждения электронов может быть обнаружен и при изучении кинетических явлений, обусловленных нарушением термодинамического равновесия между электронной и фононной подсистемами, таких как термическая ориентация электронных спинов [21], а также в экспериментах по фотогальваническим эффектам [22, 23]. Смена преимущественного характера оптических переходов от процессов с увеличением энергии электронов к процессам с уменьшением их энергии должна приводить к смене направления фототока на противоположное.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранта № MD-1717.2009.2 президента РФ в рамках программы поддержки молодых российских ученых и фонда «Династия» (МЦФФМ).

ЛИТЕРАТУРА

1. П. М. Валов, И. Д. Ярошецкий, И. Н. Ясиевич, Письма в ЖЭТФ **20**, 448 (1974).
2. Е. В. Берегулин, Ю. Т. Ребане, И. Д. Ярошецкий, И. Н. Ясиевич, ФТП **16**, 1421 (1982).
3. W. Xu, Phys. Rev. B **57**, 12939 (1998).
4. X. L. Lei, J. Appl. Phys. **84**, 1396 (1998).
5. X. L. Lei and S. Y. Liu, Phys. Rev. B **67**, 233301 (2003).
6. В. Л. Гуревич, Д. А. Паршин, К. Э. Штенгель, ФТТ **30**, 1466 (1988).
7. E. Towe, L. E. Vorobjev, S. N. Danilov et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 2930 (1999).

8. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
9. P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties*, Springer (2005).
10. Л. Е. Воробьев, С. Н. Данилов, В. Л. Зерова, Д. А. Фирсов, ФТП **37**, 604 (2003).
11. V. L. Gurevich and K. E. Stengel, Phys. Rev. B **44**, 8825 (1991).
12. I. Vurgaftman and J. R. Meyer, J. Appl. Phys. **94**, 3675 (2003).
13. M. B. Kanoun, S. Goumri-Said, A. E. Merad et al., Semicond. Sci. Technol. **19**, 1220 (2004).
14. V. Bougrov, M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and A. Zubrilov, in: *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, ed. by M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and M. S. Shur, John Wiley & Sons Inc., New York (2001), p. 1.
15. S. Barman and G. P. Srivastava, Appl. Phys. Lett. **81**, 3395 (2002).
16. M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 236601 (2002).
17. М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко, Письма в ЖЭТФ **126**, 1465 (2004).
18. А. А. Веревкин, Н. Г. Птицина, К. В. Смирнов и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 371 (1996).
19. I. Baskin, B. M. Ashkinadze, E. Cohen, and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. B **78**, 195318 (2008).
20. Л. Е. Воробьев, М. Я. Винниченко, Д. А. Фирсов и др., ФТП **44**, 1451 (2010).
21. S. A. Tarasenko, ФТП **42**, 982 (2008).
22. E. L. Ivchenko and S. D. Ganichev, in: *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer, Berlin (2008), p. 245.
23. V. V. Bel'kov and S. D. Ganichev, in: *Spintronic Semiconductors*, ed. W. M. Chen and I. A. Buyanova, Pan Stanford Publishing (2009), p. 243.