

Спонтанное и стимулированное излучение из полупроводниковых пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$

© А.А. Андронов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков[¶], В.С. Варавин[¶], Р.Н. Смирнов*, Д.Г. Икусов*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 28 февраля 2006 г. Принята к печати 14 марта 2006 г.)

Приведены экспериментальные данные по наблюдению спонтанного и стимулированного излучения из тонких эпитаксиальных пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$ при оптической накачке с помощью лазера Nd:YAG. Предложена простая теоретическая модель для описания возникновения инверсии заселенности в этих условиях. Проводятся теоретические оценки параметров в условиях экспериментов.

PACS: 78.45.+h, 78.55.Et, 78.66.Hf

1. Введение

Полупроводниковые образцы $Cd_xHg_{1-x}Te$ (или КРТ) традиционно используются в инфракрасной технике [1,2]. В настоящее время этот материал прежде всего применяется для изготовления фотоприемников инфракрасного излучения (см., например, [3,4]). При этом число работ, в которых исследовалась возможность использования КРТ и других узкощелевых полупроводников для создания активных устройств, например лазеров, относительно невелико (см., например, [5,6], а также ссылки в работах [7,8]).

Одной из первых публикаций, в которой сообщалось о наблюдении стимулированного излучения из довольно толстых (толщиной около 25 мкм) пленок КРТ, является работа [9]. Индуцированное излучение наблюдалось в диапазоне длин волн $\lambda = 3.8-4.1$ мкм при температуре $T \approx 12$ К. В последние годы технология выращивания образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ заметно улучшилась. В частности, были развиты методы молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) таких соединений и методы изготовления гетероструктур на основе этих соединений. Именно этими обстоятельствами можно объяснить тот факт, что нам удалось продемонстрировать в данной работе наблюдение стимулированного излучения из пленок толщиной около 9 мкм в том же диапазоне длин волн, но уже при температуре $T \approx 77$ К. О наблюдении стимулированного излучения из пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$ при оптической накачке с помощью лазера Nd:YAG недавно сообщалось также в работах [7,8].

В настоящее время существует большой интерес к исследованиям гетероструктур с квантовыми ямами на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$, которые ставят своей задачей изучение возможности получения стимулированного излучения [5]. К одним из последних работ по наблюдению стимулированного излучения как при оптической накачке, так и при токовой инжекции неравновесных носителей

можно отнести также работы [10–14]. Использование гетероструктур (в том числе при создании квантовых каскадных лазеров) направлено на уменьшение темпа безызлучательной рекомбинации (оже-рекомбинации) и на возможность продвижения как в более длинноволновую область излучения, так и в область более высоких рабочих температур [5].

В данной работе (являющейся продолжением наших работ по стимулированному излучению из пленок КРТ, выращенных с помощью осаждения из газовой фазы) нами предпринята попытка получить стимулированное излучение из пленок КРТ, выращенных с помощью МПЭ и имеющих довольно толстый однородный по составу слой. Было получено стимулированное излучение на длинах волн $\lambda \approx 3-4.5$ мкм при температуре жидкого азота. Этот результат с точки зрения достигнутой длины волны находится в одном ряду с лучшими результатами, полученными на гетероструктурах с квантовыми слоями [5]. При этом следует отметить, что в наших экспериментах не проводилась оптимизация образцов по толщине и другим геометрическим размерам. Полученный нами результат показывает возможность создания лазерной структуры для средневолнового инфракрасного диапазона излучения на пленках КРТ, выращиваемых методом МПЭ.

2. Экспериментальные результаты

Нами изучались спектры излучения из эпитаксиальных структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ при оптическом возбуждении импульсным лазером Nd:YAG с длиной волны излучения $\lambda_{\text{pump}} = 1.06$ мкм и длительностью импульсов около 80 нс. Излучение лазера накачки проецировалось на образец $Cd_xHg_{1-x}Te$ с максимальным линейным размером 2–4 мм, помещенный на медный хладопровод, с помощью которого температура образца варьировалась в диапазоне от комнатной температуры до температуры жидкого азота $T = 77$ К. С помощью

[¶] E-mail: varavin@isp.nsc.ru

^{¶¶} E-mail: okom@ipm.sci-nnov.ru

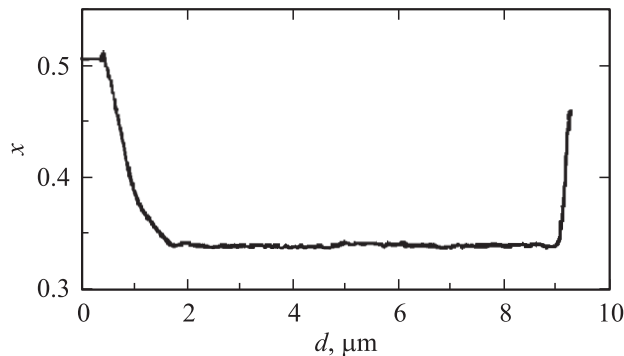


Рис. 1. Профиль состава (величина x в формуле $Cd_xHg_{1-x}Te$) по толщине пленки, измеренный автоматическим эллипсометром в процессе роста, для эпитаксиальной структуры КРТ040226 (см. таблицу). Толщина d отсчитывается от границы с буферным слоем CdTe.

сферического зеркала излучение из образца КРТ проецировалось на щель решеточного монохроматора, на выходе из которого сигнал регистрировался с помощью охлаждаемого до азотной температуры фотоприемника на основе пленки $Cd_xHg_{1-x}Te$. Перед фотоприемником помещался Ge-фильтр, чтобы избежать попадания рассеянного излучения волны накачки на фотоприемник. Описание нашей экспериментальной установки можно найти также в работах [7,8].

Эксперименты проводились в образцах, выращенных с помощью метода МПЭ в Институте физики полупроводников СО РАН. Структуры выращивались на полупроводящих подложках GaAs с кристаллографической ориентацией (013) и диаметром 50.8 мм [3,4]. Вначале на подложке выращивался тонкий (около 0.05 мкм) слой ZnTe для сохранения ориентации, а затем буферный слой CdTe толщиной 6–7 мкм. На полученном буферном слое выращивались пленка КРТ, имеющая слой с постоянным составом, и варизонные широкозонные слои на границах пленки. Типичный профиль изменения состава (величины x) по толщине пленки КРТ, измеренный в процессе выращивания с помощью автоматического эллипсометра, показан на рис. 1. Наличие варизонных слоев с увеличением ширины запрещенной зоны к границам пленки приводит к уменьшению влияния поверхностной рекомбинации на время жизни неравновесных носителей, а также обеспечивает возникновение волновода для генерируемой в структуре электромагнитной волны (в силу зависимости диэлектрической проницаемости от параметра x — см., например, [1]). После выращивания пленки КРТ имеют электронный тип проводимости (при температуре 77 К), обусловленный фоновыми донорами, и концентрация электронов составляет $(2-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для получения дырочного типа проводимости выращенные пленки подвергаются отжигу в атмосфере инертного газа при температуре 240–260°C в течение 20 ч. При отжиге в пленке КРТ образуются вакансии ртути, которые являются акцепто-

рами. После отжига в указанном режиме концентрация дырок составляет $(5-8) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (при 77 К). В данной работе приводятся экспериментальные данные для образцов в виде прямоугольных пластинок с размером сторон 2–4 мм, вырезанных из эпитаксиальной структуры, параметры которой приведены в таблице.

При малой интенсивности накачки из охлажденного до 77 К образца $Cd_xHg_{1-x}Te$ нами регистрировалось широкополосное спонтанное излучение с длинами волн, меньшими, чем характерная длина волны λ_g , определяемая шириной запрещенной зоны (в данном случае $\lambda_g \approx 4.1 \text{ мкм}$). Для спонтанного излучения характерны не слишком большая величина его интенсивности и довольно широкий спектр, ширина которого, как известно (см., например, [8]), пропорциональна температуре образца. С увеличением интенсивности фотовозбуждения мы наблюдали резкое возрастание (пороговым образом) интенсивности излучения из образцов. Величина порога по интенсивности фотонакачки, при котором наблюдалось резкое возрастание интенсивности излучения, в наших экспериментах составляла около 3–4 кВт/см². При этом наблюдается также резкое сужение спектральной полосы излучения. Эти обстоятельства свидетельствуют о возникновении стимулированного излучения (или суперлюминесценции). Спектр стимулированного излучения из образца КРТ при температуре жидкого азота $T = 77 \text{ К}$ показан на рис. 2. Длина волны узкополосного стимулированного излучения составляла $\lambda \approx 4 \text{ мкм}$, т. е. несильно отличалась от $\lambda_g \approx 4.1 \text{ мкм}$. Малость такого смещения свидетельствует о том, что неравновесная концентрация фотовозбужденных носителей в данном случае не слишком велика. Оценки показывают, что этот эффект может быть связан с довольно быстрым

1	Номер эпитаксиальной структуры	КРТ040226
2	Материал подложки, ориентация	GaAs (013)
3	Толщина буферных слоев	
	ZnTe	0.05 мкм
	CdTe	6.4 мкм
4	Толщина нижнего варизонного слоя CdHgTe	1.7 мкм
5	Толщина центрального активного слоя CdHgTe	7.3 мкм
6	Толщина верхнего варизонного слоя CdHgTe	0.2 мкм
7	Тип проводимости	Дырочный
8	Холловская концентрация дырок ($T = 77 \text{ К}$, $B = 1 \text{ Тл}$)	$5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$
9	Холловская подвижность дырок ($T = 77 \text{ К}$, $B = 1 \text{ Тл}$)	$250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
10	Проводимость ($T = 77 \text{ К}$)	$0.2 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$
11	Время жизни неравновесных носителей τ_0 ($T = 77 \text{ К}$)	60 нс
12	Значение x для активного слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$	0.34
13	Длинноволновая граница фотопроводимости $\lambda_{1/2}$ ($T = 77 \text{ К}$)	4.1 мкм

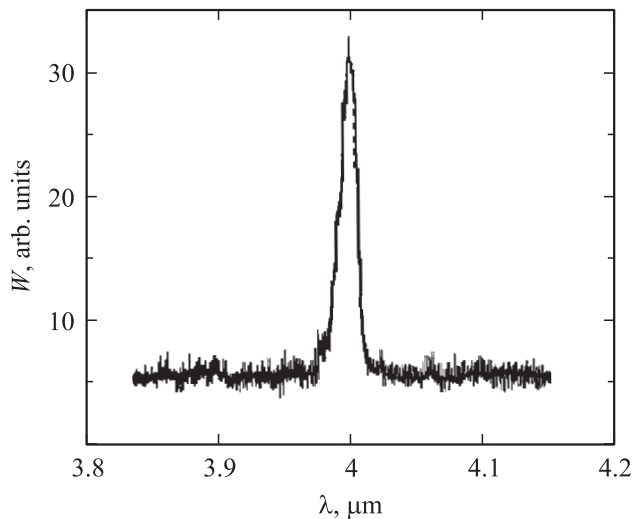


Рис. 2. Спектр стимулированного излучения из образца КРТ040226 ($x = 0.34$) p -типа проводимости при накачке импульсным лазером Nd : YAG при температуре $T = 77$ К.

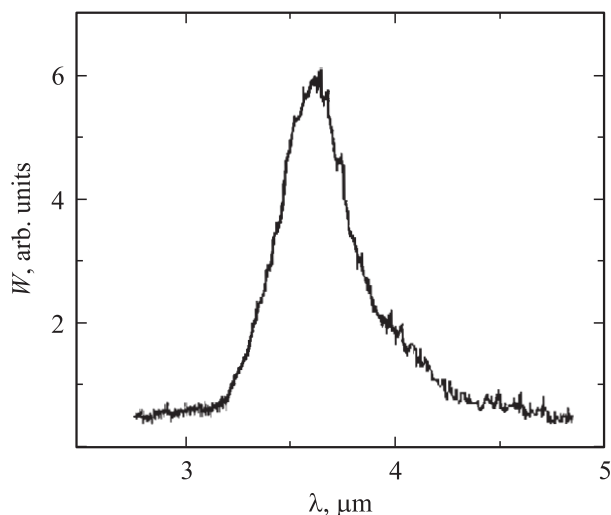


Рис. 3. Спектр спонтанного излучения из образца КРТ040226 ($x = 0.34$) p -типа проводимости при накачке импульсным лазером Nd : YAG при температуре $T = 273$ К.

уменьшением времени жизни носителей при увеличении их концентрации (например, за счет оже-рекомбинации).

Стимулированное излучение наблюдалось нами при температурах $T \lesssim 110$ К. А при температурах $T > 110$ К и интенсивностях фотонакачки около 4 кВт/см^2 генерация стимулированного излучения исчезала и наблюдалось лишь спонтанное излучение из образцов: резко уменьшалась интенсивность и излучение становилось широкополосным. На рис. 3 изображен спектр спонтанного излучения из образца КРТ при комнатной температуре. Полуширина спектра спонтанного излучения пропорциональна температуре. С этим хорошо согласуется изображенный на рис. 3 спектр, полуширина которого в температурных единицах составляет $\Delta E \approx 500\text{--}600$ К,

т. е. $\sim 2kT$. В то время как полуширина изображенного на рис. 2 спектра оказывается $\Delta E \approx 12$ К, т. е. много меньше температуры $T = 77$ К. Этот факт является еще одним доказательством того, что спектр, изображенный на рис. 2, является спектром стимулированного излучения.

Аналогичные результаты были нами получены в экспериментах с другими образцами КРТ данной серии. Длина волны стимулированного излучения в различных образцах изменялась при этом с изменением ширины запрещенной зоны, зависящей от состава образца $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. В данных экспериментах на различных образцах нами наблюдалось стимулированное излучение в диапазоне длин волн 3–4.5 мкм.

3. Теоретические оценки

Стимулированное излучение может возникнуть, как известно, в том случае, если для электронно-дырочной системы полупроводника окажется выполненным условие инверсии населенности на излучательном переходе [15,16]. Для соединения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в окрестности уровня Ферми в равновесной ситуации (при отсутствии, например, фотовозбуждения носителей) структура энергетических зон может быть представлена с помощью схемы, изображенной на рис. 4. Такая схема может использоваться как раз для интересующего нас диапазона изменения состава x , когда КРТ является полупроводником (подробнее см., например, [1]). Схема энергетических зон, изображенная на рис. 4, учитывает наличие только двух энергетических зон, электронной (e) и зоны тяжелых дырок (h). Зонная структура

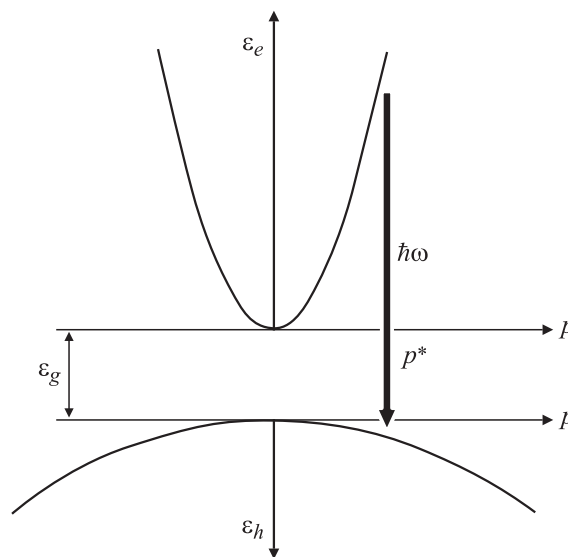


Рис. 4. Энергетическая схема, используемая в расчетах: зона проводимости (e) и валентная зона (h). Прямые межзонные переходы из зоны проводимости в валентную зону (зону тяжелых дырок) являются разрешенными в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. ϵ_g — ширина запрещенной зоны.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ включает в себя также (см. [1]) зону легких дырок и спин-отщепленную зону. Но для исследования возможности возникновения инверсии населенности мы эти зоны рассматривать не будем. Мы поступим так потому, что спин-отщепленная зона находится существенно ниже по энергии по сравнению с областью, изображенной на рис. 4. Что касается зоны легких дырок, то хотя ее экстремум и совпадает с экстремумом зоны тяжелых дырок, но плотность состояний в этой зоне намного меньше. Поэтому нас будут интересовать прямые излучательные межзонные переходы из зоны проводимости в зону тяжелых дырок, как это схематично показано на рис. 4. Строго говоря, учет зоны легких дырок может быть важен при точном вычислении вероятности оже-рекомбинации в $Cd_xHg_{1-x}Te$, так как при оже-рекомбинации (см., например, [17]) законы сохранения энергии импульса легче выполняются для перехода частицы из зоны проводимости в зону легких дырок. Но это обстоятельство будет нами учитываться феноменологически, путем введения характерного времени жизни, определяемого в образцах p -типа достаточно хорошего качества механизмом оже-рекомбинации [18].

Итак, рассмотрим прямой межзонный переход из зоны проводимости в зону тяжелых дырок, соответствующий частоте ω . Для того чтобы вычислить коэффициент усиления, соответствующий такому переходу, необходимо прежде всего описать функции распределения электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне соответственно. Энергии электронов и дырок мы будем отсчитывать в каждой зоне по отдельности. Причем в качестве начала отсчета энергии для электронов и дырок мы возьмем точки экстремумов соответствующих зон. Кроме того, направление отсчета энергии дырок выбрано вниз (см. рис. 4).

Точное нахождение функций распределения носителей в условиях оптической накачки чрезвычайно сложно (см., например, [15]). Мы рассмотрим квазистационарный случай, когда длительность импульсов фотонакачки превышает характерное время жизни неравновесных носителей в зоне. При этом быстрое охлаждение носителей внутри каждой из рассматриваемых зон за счет их энергетической релаксации на оптических фонах должно привести к тому, что основная часть электронов скапливается вблизи дна зоны проводимости, а основная часть дырок — вблизи потолка валентной зоны (характерные времена энергетической релаксации на оптических фонах обычно бывают много меньше характерных времен жизни, определяемых межзонной рекомбинацией). При достаточной величине концентрации неравновесных носителей в условиях интенсивной оптической накачки большую роль во внутризонном рассеянии играет электрон-электронное рассеяние. Это обстоятельство позволяет существенно упростить задачу нахождения неравновесных функций распределения, предположив, что качественно их вид не слишком-то отличается от вида равновесных функций распределения. Поэтому для описания функций распределения в этом

приближении мы воспользуемся методом эффективных параметров. Будем считать, что, благодаря достаточно сильному электрон-электронному рассеянию, функции распределения носителей имеют в условиях оптической накачки квазиравновесный вид (функции Ферми-Дирака), но для каждого сорта носителей существуют при этом свои значения эффективных температур и химических потенциалов: T_e, μ_e — для электронов и T_h, μ_h — для дырок. Так что функции распределения электронов и дырок в этом приближении имеют вид

$$f_e(\varepsilon_e) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_e - \mu_e}{kT_e}\right) + 1 \right]^{-1},$$

$$f_h(\varepsilon_h) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon_h - \mu_h}{kT_h}\right) + 1 \right]^{-1}. \quad (1)$$

При таком способе описания эффективные параметры в формулах (1) и концентрации электронов n и дырок p должны быть теперь определены с помощью условий баланса числа частиц и энергии.

Для того чтобы упростить нахождение эффективных параметров, сделаем еще одно приближение. В рассматриваемых нами узкощелевых полупроводниках эффективная масса электронов m_e намного меньше массы тяжелых дырок m_h . Тогда при интенсивном оптическом возбуждении носителей естественно предположить, что статистика электронов в зоне проводимости может быть вырожденной: в силу малой плотности состояний для электронов возможно выполнение условия $T_e/\mu_e \ll 1$. А для дырок плотность состояний существенно больше, вследствие чего их функция распределения может быть близка к бoльцмановской ($\mu_h < 0$). В дальнейшем мы увидим в результате вычислений, что это предположение хорошо выполняется в широком диапазоне параметров. Используя это упрощение, для функций распределения (1) имеем

$$f_e(\varepsilon_e) = \begin{cases} 1, & \varepsilon_e < \mu_e, \\ 0, & \varepsilon_e > \mu_e, \end{cases} \quad f_h(\varepsilon_h) = \exp\left(-\frac{\varepsilon_h - \mu_h}{kT_h}\right). \quad (2)$$

3.1. Концентрации неравновесных носителей

Использование приближения (2) для функций распределения дает возможность выражения через элементарные функции всех эффективных параметров: $n, p, T_e, T_h, \mu_e, \mu_h$.

Так, для концентраций электронов и дырок имеем

$$n = \frac{(2m_e\mu_e)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3}, \quad p = \frac{1}{\hbar^3\sqrt{2}} \left(\frac{m_h kT_h}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\mu_h}{kT_h}\right). \quad (3)$$

Причем

$$n = N_D + g\tau, \quad p = N_A + g\tau, \quad (4)$$

где N_D — концентрация ионизованных доноров при данной температуре термостата T , N_A — концентрация

ионизованных акцепторов при данной температуре термостата T , g — некоторый темп фотогенерации носителей (его смысл мы далее обсудим подробнее), τ — характерное время жизни неравновесных носителей, которое в общем случае зависит от их концентрации.

В случае равномерного поглощения света во всем образце темп фотогенерации носителей определяется, как известно (см., например, [19]), формулой

$$g = \frac{\alpha_0(\omega_{\text{pump}})\eta I}{\hbar\omega_{\text{pump}}}, \quad (5)$$

где I — интенсивность фотонакачки, $\alpha_0(\omega_{\text{pump}})$ — коэффициент поглощения на частоте волны накачки, η — квантовый выход (обычно $\eta \approx 1$), $\hbar\omega_{\text{pump}}$ — квант фотонакачки.

Коэффициент межзонного поглощения излучения лазера Nd:YAG в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ оказывается очень большим. Так, по данным [20], коэффициент поглощения волны накачки в нашем случае составляет

$$\alpha_0(\omega_{\text{Nd}}) \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}.$$

Это означает, что практически вся энергия волны накачки поглощается в поверхностном слое пленки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 0.5–1 мкм. При этом возникновение инверсии заселенности и стимулированного излучения в наших экспериментах (для исследованных нами образцов значение толщины пленки составляло $d \approx 7\text{--}10 \text{ мкм} \gg \alpha_0^{-1}$) может происходить только при наличии сильной диффузии неравновесных носителей, которая обеспечивает превышение усиления над диссипативными потерями в нижних слоях пленки. Для простоты мы в дальнейшем будем использовать приближение сильной диффузии, когда характерная диффузионная длина существенно превышает толщину рассматриваемой структуры. Пространственное распределение неравновесных носителей по толщине пленки в этом приближении можно считать почти однородным. Понятно, что в этом случае, в приближении сильной диффузии носителей по всей толщине пленки, концентрация фотовозбужденных носителей в пленке будет не $g\tau$, как написано в формулах (4), а в $\alpha_0(\omega_{\text{Nd}})d$ раз меньше, т.е. наличие сильной диффузии можно учесть путем перенормировки (по сравнению с (5)) темпа фотогенерации:

$$g \rightarrow G = \frac{g}{\alpha_0(\omega_{\text{Nd}})d} = \frac{I}{\hbar\omega_{\text{pump}}d}. \quad (6)$$

Время жизни неравновесных носителей в образцах p -типа при хорошем их качестве может определяться в основном оже-рекомбинацией, как уже говорилось. В данной работе мы приводим экспериментальные данные о возникновении стимулированного излучения из образцов p -типа. Поэтому дальнейшие наши рассуждения будут относиться именно к таким образцам.

В образце p -типа при отсутствии накачки имеется некоторая концентрация ионизованных акцепторов N_A .

При построении теоретической модели в этих условиях необходимо учесть, что время жизни неравновесных носителей зависит от их концентрации. Известно (см., например, [1,2]), что в образцах p -типа характерное время оже-рекомбинации в состояниях, не слишком далеких от равновесия, степенным образом зависит от концентрации дырок: $\tau(p) \propto p^{-2}$. Эта зависимость является отражением того факта, что в такой рекомбинации участвуют 2 дырки. Очевидно, что качественно такая зависимость справедлива и при больших уровнях накачки. Хотя при $p, n \gg N_A$ в формуле для частоты рассеяния ν надо учитывать рассеяния с участием двух электронов и одной дырки (для них $\nu \propto n^2$), но при этом $n \approx p$, и потому зависимость для характерного времени оже-рекомбинации $\tau(p) \propto p^{-2}$ приблизительно верна по-прежнему. Исходя из сказанного, запишем следующую формулу для оценки характерного времени жизни фотовозбужденных носителей:

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{N_A}{p} \right)^2, \quad (7)$$

где τ_0 — время жизни при слабой оптической накачке. Это время может быть измерено, и поэтому его можно считать известной величиной. Для образцов, использованных нами в эксперименте, значение τ_0 приведено в таблице.

Теперь из условия стационарности несложно записать уравнение для концентрации дырок

$$p = N_A + G\tau_0 \left(\frac{N_A}{p} \right)^2. \quad (8)$$

Исходя из этого уравнения запишем формулы, приближенно описывающие зависимости концентраций дырок и электронов от интенсивности фотовозбуждения в образцах p -типа, как при малых, так и при больших величинах интенсивности фотовозбуждения:

$$p \approx N_A + N_A \left(\frac{G\tau_0}{N_A} \right)^{1/3}, \quad n \approx N_D + N_A \left(\frac{G\tau_0}{N_A} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Отметим, что с помощью слагаемого N_D в формуле для n учтено то обстоятельство, что полупроводник может быть частично компенсирован.

3.2. Оценка эффективных температур носителей

При оптической накачке в полупроводнике $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ возникают сильно неравновесные электроны и дырки, энергия которых намного больше ширины запрещенной зоны ε_g , так как $\hbar\omega_{\text{pump}} \gg \varepsilon_g$. При этом, если исходить из зонной структуры, изображенной на рис. 4, начальные энергии носителей в

зонах определяются формулами

$$\varepsilon_{e0} = \frac{\hbar\omega_{\text{pump}} - \varepsilon_g}{1 + m_e/m_h}, \quad \varepsilon_{h0} = \frac{m_e}{m_h} \varepsilon_{e0}. \quad (10)$$

Эти начальные энергии оказываются намного больше кванта энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$. Поэтому энергетическая релаксация носителей в зонах осуществляется преимущественно за счет испускания оптических фононов.

Схема оценки эффективных температур носителей для импульсного режима оптической накачки может существенно зависеть от соотношения времени жизни и длительности импульса. Для случая образца КРТ040226, спектры излучения для которого представлены на рис. 2, 3, время жизни носителей даже вблизи состояния равновесия (при измерении фотопроводимости, например, — см. таблицу) оказывается меньше длительности импульса накачки. В такой ситуации эффективные температуры могут быть определены из условий стационарности (или баланса энергии): скорость поступления энергии в систему равна скорости энергетической релаксации (в данном случае преимущественно на оптических фононах).

3.2.1. Дырки. Средняя скорость энергетических потерь для бальмановских дырок при испускании оптических фононов определяется, как известно, следующей формулой (см. [21]):

$$\bar{Q}_h = \frac{\hbar\omega_0}{\bar{\tau}_{POh}} \left[\exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT_h}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) \right], \quad (11)$$

где

$$\bar{\tau}_{POh} = \frac{(\hbar/e)^2}{\sqrt{2m_h\hbar\omega_0}(1/\varepsilon_\infty - 1/\varepsilon_0)} \quad (12)$$

— характерное время энергетической релаксации дырок на полярных оптических (ПО) фононах (см. [21]), T_h — эффективная температура дырок, T — температура решетки, ε_0 и ε_∞ — диэлектрические константы для предельно малых и предельно больших частот.

При выполнении условия стационарности уравнение баланса энергии, в этом приближении, выглядит следующим образом:

$$p\bar{Q}_h = G[\varepsilon_{h0} - \hbar\omega_0 E(\varepsilon_{h0}/\hbar\omega_0)], \quad (13)$$

где функция $E(\varepsilon_{h0}/\hbar\omega_0)$ — целая часть аргумента. Смысл выражения в квадратных скобках в уравнении (13) состоит в том, что источником в уравнении баланса является начальная энергия дырок ε_{h0} , вброшенных в зону оптическим возбуждением, за вычетом целого числа квантов оптических фононов, которые испускаются дырками.

Однако, вместо того чтобы решать уравнение (13), мы сделаем оценку сверху величины эффективной температуры дырок T_h . Мы будем делать это по двум причинам. Во-первых, численные оценки для используемых в эксперименте образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ приводят

нас к следующему значению характерного времени энергетической релаксации дырок $\bar{\tau}_{POh} \approx 4 \cdot 10^{-14}$ с. Это позволяет предположить, что благодаря быстрой энергетической релаксации эффективная температура дырок T_h лишь незначительно будет отличаться от температуры решетки T . И во-вторых, число испущенных оптических фононов в правой части уравнения (13) довольно велико, что может привести к случайному занижению значения эффективной температуры из-за существующей неточности в определении физических параметров образца. Поэтому мы сделаем оценку сверху для T_h , используя то обстоятельство, что правая часть уравнения (13) не может быть больше, чем $G\hbar\omega_0$. Тогда приближенное уравнение для оценки сверху эффективной температуры дырок будет выглядеть следующим образом:

$$p\bar{Q}_h = G\hbar\omega_0, \quad (14)$$

где \bar{Q}_h определяется согласно (11). При этом для оценки T_h получаем следующую аналитическую формулу:

$$T_h = -\hbar\omega_0 \ln^{-1} \left[\frac{G\bar{\tau}_{POh}}{p} + \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) \right]. \quad (15)$$

3.2.2. Электроны. Средняя скорость энергетических потерь, отдаваемых в решетку вырожденными электронами при испускании оптических фононов, определяется, как известно, следующей формулой (см. [21]):

$$\bar{Q}_e = \frac{\hbar\omega_0}{\bar{\tau}_{POe}} \left[\exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT_e}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) \right] \varphi\left(\frac{\mu_e}{\hbar\omega_0}\right), \quad (16)$$

где для релаксации на полярных оптических фононах

$$\varphi(z) = \frac{3}{4} z^{-3/2} \int_{\max\{1,z\}}^{1+z} dx \ln \left(\frac{\sqrt{x} + \sqrt{x-1}}{\sqrt{x} - \sqrt{x-1}} \right),$$

$$\bar{\tau}_{POe} = \frac{(\hbar/e)^2}{\sqrt{2m_e\hbar\omega_0}(1/\varepsilon_\infty - 1/\varepsilon_0)} \quad (17)$$

— характерное время энергетической релаксации электронов на полярных оптических фононах (см. [21]), T_e — эффективная температура электронов. Сравнивая (12) и (17), можно записать:

$$\bar{\tau}_{POe} = \bar{\tau}_{POh} \sqrt{m_h/m_e}.$$

Для образцов, использовавшихся в эксперименте, получаем $\bar{\tau}_{POe} \approx 1.5 \cdot 10^{-13}$ с.

Аналогично тому, как это делалось нами ранее для дырок, запишем уравнение баланса для оценки сверху величины эффективной температуры электронов T_e :

$$n\bar{Q}_e = G(\mu_e + \hbar\omega_0), \quad (18)$$

где \bar{Q}_e определяется согласно (16). Отметим, что правая часть уравнения (18) отличается от правой части

соответствующего уравнения (14) для дырок. Это отличие (добавление в круглых скобках в правой части уравнения энергии μ_e) связано с тем, что при наличии вырожденного распределения в электронной системе при релаксации энергии электрон может спуститься вниз по энергии не до дна зоны, а до уровня эффективного химического потенциала для электронов μ_e .

Окончательно для оценки T_e получаем отсюда следующую аналитическую формулу:

$$T_e = -\hbar\omega_0 \ln^{-1} \left[\frac{G\bar{\tau}_{\text{фо}}(1 + \mu_e/\hbar\omega_0)}{n\varphi(\mu_e/\hbar\omega_0)} + \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) \right]. \quad (19)$$

Для вычисления всех неизвестных величин нам понадобятся еще две формулы. Из формул (3) выразим μ_h и μ_e :

$$\mu_h = kT_h \ln \left[p\sqrt{2} \left(\frac{\pi\hbar^2}{m_h kT_h} \right)^{3/2} \right], \quad \mu_e = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n)^{2/3}. \quad (20)$$

Теперь мы можем вычислить все эффективные параметры и построить график их зависимостей от поглощенной интенсивности волны накачки. Отметим, что коэффициент отражения от пленок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ для волны накачки составляет приблизительно 30% по отношению к интенсивности падающей волны (см., например, [20]), так что величины падающей и поглощенной мощности в нашем случае не слишком-то отличаются друг от друга.

Процесс вычисления по полученным формулам должен проводиться в следующем порядке (для того чтобы в каждой последующей формуле оперировать с уже известными величинами). Согласно формуле (6) вычисляем эффективный темп фотогенерации G при заданных толщине пленки d и интенсивности фотонакачки I . Затем вычисляем по формулам (9) концентрацию неравновесных носителей p и n для этой интенсивности I . Вычисляем по формуле (15) эффективную температуру T_h , а после этого — μ_h и μ_e по формулам (20). И наконец, эффективную температуру электронов вычислим по формуле (19). Отметим, что в формулу для определения T_e входит интегральная функция $\varphi(\mu_e/\hbar\omega_0)$, вычисление которой не представляет трудности, так как к этому моменту мы уже знаем значение μ_e .

В вычислениях использовались следующие значения параметров: длина волны лазера накачки $\lambda_{\text{pump}} = 1.06$ мкм, энергия оптического фонона $\hbar\omega_0 \approx 200$ К, коэффициент поглощения волны накачки $\alpha_0 = 2 \cdot 10^4$ см⁻¹. Значения диэлектрических констант $\varepsilon_\infty = 12$, $\varepsilon_0 = 19$; $m_e \approx 0.02m_0$, $m_h \approx 0.3m_0$. Время жизни носителей при слабонеравновесной ситуации $\tau_0 = 60$ нс. Толщина пленки $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $d = 8$ мкм; температура решетки кристалла $T = 77$ К; концентрация ионизованных акцепторов при этой температуре $N_A = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³; $N_D = 0$.

В результате вычислений оказывается, что все параметры T_e , μ_e , T_h , μ_h увеличиваются с ростом интенсивности I . Кроме того, $T_e/\mu_e < 1$ и даже $T_e/\mu_e \ll 1$ при интенсивностях $I \approx 10$ кВт/см², а $\mu_h < 0$. Это оправдывает

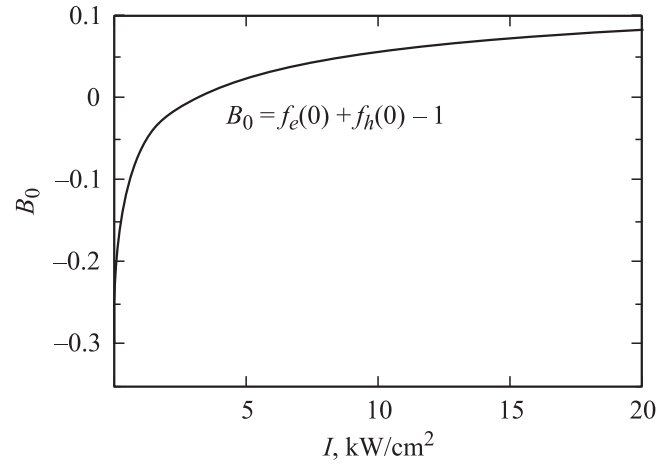


Рис. 5. Расчетная зависимость коэффициента B_0 , определяющего порог возникновения инверсии заселенности, от величины поглощенной интенсивности лазерной накачки I для параметров образца КРТ040226 (см. таблицу) при температуре $T = 77$ К. Величина пороговой интенсивности для возникновения инверсии заселенности в данном случае составляет около 3 кВт/см², что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

наше первоначальное представление о вырождении электронного газа и больцмановском распределении дырок. Отметим, что при экспериментальных значениях интенсивности оптической накачки, в силу быстрой энергетической релаксации на оптических фонах, эффективные температуры носителей не сильно отличаются от температуры решетки T . Это обстоятельство может быть использовано в дальнейшем для простой оценки параметров неравновесных распределений носителей.

При интенсивностях, близких к использованным в эксперименте $I \approx 5-10$ кВт/см², концентрации фотовозбужденных носителей оказываются не слишком велики ($\sim (4-5) \cdot 10^{16}$ см⁻³), что в нашей модели связано с довольно резким уменьшением времени жизни неравновесных носителей с ростом их концентрации. На рис. 5 представлено изменение коэффициента

$$B_0 = f_e(0) + f_h(0) - 1 \quad (21)$$

в зависимости от интенсивности I , где $f_e(0)$, $f_h(0)$ значения функций распределения (1) при нулевых энергиях электронов и дырок соответственно. Коэффициент B_0 иллюстрирует наличие или отсутствие инверсии заселенности на прямых межзонных переходах (из рис. 5 видно, что пороговая величина интенсивности для возникновения инверсии заселенности составляет в данном случае около 3 кВт/см²), так как для коэффициента усиления на прямых межзонных переходах справедлива формула

$$\alpha(\lambda) = A(\lambda)B(\lambda), \quad (22)$$

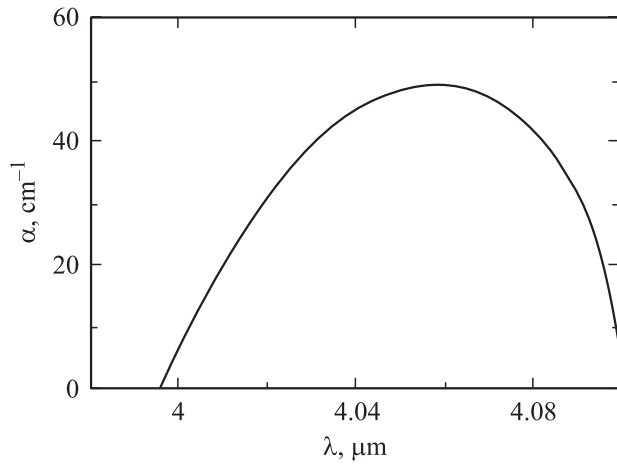


Рис. 6. Рассчитанная зависимость коэффициента усиления на прямых межзонных переходах от длины волны при величине поглощенной интенсивности накачки $I = 10 \text{ кВт/см}^2$. Расчет выполнен для параметров образца КРТ040226 (см. таблицу) и температуры $T = 77 \text{ К}$.

где

$$A(\lambda) = \alpha_{0\text{pump}} \sqrt{\frac{\lambda_{\text{pump}}(\lambda_g - \lambda)}{\lambda(\lambda_g - \lambda_{\text{pump}})}}, \quad \lambda \leq \lambda_g \quad (23)$$

— обычный коэффициент усиления на длине волны λ , зависимость которого от длины волны обусловлена корневой зависимостью от энергии плотности состояний в параболической зоне. Здесь, для удобства, считается заданным коэффициент поглощения волны накачки $\alpha_{0\text{pump}}$ на длине волны λ_{pump} . В формуле (22) величина

$$B(\lambda) = f_e(\varepsilon_e) + f_h(\varepsilon_h) - 1 \quad (24)$$

описывает разность заселенности между верхним и нижним уровнем при прямых межзонных переходах, где по-прежнему f_e и f_h определяются формулами (1). В том случае, если $B > 0$, существует инверсия заселенности при прямых излучательных переходах. В формуле (24) для излучательного перехода на длине волны λ следует подставить, как очевидно, в качестве энергий электронов ε_e и дырок ε_h следующие значения:

$$\varepsilon_e = \frac{2\pi c \hbar}{1 + m_e/m_h} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_g} \right), \quad \varepsilon_h = \frac{m_e}{m_h} \varepsilon_e. \quad (25)$$

На рис. 6 приведена зависимость коэффициента усиления на прямом излучательном переходе (22) от длины волны излучения, соответствующего этому переходу. График построен для значения интенсивности $I = 10 \text{ кВт/см}^2$. Из рис. 6 замечаем, что максимальное значение коэффициента усиления в данном случае составляет около 50 см^{-1} .

4. Заключение

В данной работе экспериментально показана возможность получения стимулированного излучения в диапазоне длин волн 3–4.5 мкм из относительно простых (по сравнению с квантово-размерными слоями или гетероструктурами) структур КРТ, выращенных методом МПЭ. Теоретические оценки условий возникновения инверсии заселенности при преобладании оже-рекомбинации для исследованных структур хорошо согласуются с экспериментальными результатами. В рассмотренной теоретической модели для описания возникновения инверсии заселенности при прямых межзонных переходах не учитывался тепловой разогрев кристаллической решетки образца при облучении образца лазером накачки. Поэтому понятно, что данные результаты справедливы прежде всего вблизи порога возникновения инверсии заселенности. При больших же интенсивностях накачки в системе будет возникать разогрев кристаллической решетки, что в конечном счете приведет к исчезновению инверсии заселенности и стимулированного излучения.

Полученные результаты дают надежду на то, что оптимизация параметров активного слоя и волноводных слоев позволит создать с помощью МПЭ лазерную структуру на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ для получения стимулированного излучения в более длинноволновом диапазоне и при более высоких температурах, чем в настоящее время.

Авторы выражают благодарность А.П. Коткову, А.Н. Моисееву и Н.Д. Гришновой за сотрудничество.

Настоящая работа поддержана грантом РФФИ 06-02-16685 и программой РАН „Проблемы радиофизики“.

Список литературы

- [1] R. Dornhaus, G. Nimtz. Springer Tracts in Mod. Phys., **78**, 1 (1978).
- [2] G. Nimtz. Phys. Rep., **63** (5), 265 (1980).
- [3] Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, В.С. Варавин, В.В. Васильев, А.О. Сусликов, В.Н. Овсяк. Прикл. физика, № 5, 108 (2000).
- [4] Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, И.В. Сабинаина. ФТП, **35** (9), 1092 (2001).
- [5] J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula, N. Magnea, J.-L. Pautrat. J. Cryst. Growth, **197**, 529 (1999).
- [6] T. Schwarzl, G. Springholz, M. Boberl et al. Appl. Phys. Lett., **86** (3), 031 102 (2005).
- [7] Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков, А.П. Котков, А.Н. Моисеев, Н.Д. Гришнова. Письма ЖЭТФ, **80** (1), 29 (2004).
- [8] Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков, А.П. Котков, А.Н. Моисеев, Н.Д. Гришнова. ФТП, **38** (12), 1419 (2004).
- [9] I. Melngailis, A.J. Strauss. Appl. Phys. Lett., **8** (7), 179 (1966).
- [10] C. Roux, E. Hadji, J.-L. Pautrat. Appl. Phys. Lett., **75** (24), 3763 (1999).

- [11] M. Zandian, J.M. Arias, R. Zucca, R.V. Gil, S.H. Shin. Appl. Phys. Lett., **58** (9), 1022 (1991).
- [12] J.M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh. Semicond. Sci. Technol., **8**, S225 (1993).
- [13] A. Ravid, A. Sher, G. Cinader, A. Zussman. J. Appl. Phys., **73** (11), 1022 (1993).
- [14] H.Q. Le, J.M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, Y.-Z. Liu. Appl. Phys. Lett., **65** (7), 810 (1994).
- [15] Г.М. Генкин, А.В. Окомельков, И.Д. Токман. ФТП, **22** (12), 2151 (1988).
- [16] Г.М. Генкин, А.В. Окомельков, И.Д. Токман. Письма ЖТФ, **13** (1), 30 (1987).
- [17] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во „Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН“, 1997).
- [18] А.В. Войцеховский, Ю.А. Денисов, А.П. Коханенко, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, В.Т. Либерман, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Сидоров. ФТП, **31** (7), 774 (1997).
- [19] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [20] M.D. Blue. Phys. Rev., **134** (1A), A226 (1964).
- [21] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

Spontaneous and stimulated radiation of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ semiconductor films

A.A. Andronov, Yu.N. Nozdrin, A.V. Okomel'kov,
V.S. Varavin*, R.N. Smirnov*, D.G. Ikusov*

Institute of Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhniy Novgorod, Russia

* Institute of Physics of Semiconductors,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Experimental data on the observation of both spontaneous and stimulated emission from thin epitaxial films $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ under optical excitation with Nd:YAG laser are presented. A simple theoretical model to describe the population inversion is proposed. Theoretical estimations of the parameters in the experimental conditions are presented.