

Локальная особенность изменения спектра пикосекундной суперлюминесценции при дополнительной генерации носителей в нефермиевскую электронно-дырочную плазму в GaAs

© Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева[¶], А.Н. Кривонос, С.Е. Кумекон*, С.В. Стеганцов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

* Алматинский технологический университет,
480012 Алматы, Республика Казахстан

(Получена 10 июня 2002 г. Принята к печати 9 сентября 2002 г.)

Плотная горячая электронно-дырочная плазма и пикосекундная суперлюминесценция возникали при накачке слоя GaAs пикосекундным (ex) импульсом света. Распределение электронов по зоне проводимости было модулировано с периодом, равным энергии LO -фонона. Исследовалось влияние на суперлюминесценцию дополнительной накачки GaAs (p_i) импульсом света с $\hbar\omega_p < \hbar\omega_{ex} - 0.1$ эВ. При одновременной накачке ex - и p_i -импульсами в спектре относительного увеличения энергии суперлюминесценции возникали локальные максимум или минимум при энергии фотона, при которой расположен максимум в спектре энергии суперлюминесценции в активной области слоя GaAs. Локальный максимум возникал, когда электроны, рожденные p_i -импульсом на уровне с обедненной заселенностью, излучали по LO -фону и рекомбинировали. Локальный минимум возникал, когда электрон рождался p_2 -импульсом на уровне с фермиевской заселенностью. Спектральная ширина локальных максимума и минимума оказалась уже, чем расчетная ширина энергетического уровня, с которого электроны рекомбинируют.

1. Введение

Цель настоящей работы — выяснить, как влияет на интенсивную пикосекундную суперлюминесценцию, возникающую при накачке GaAs мощным пикосекундным (ex) импульсом света, дополнительная генерация носителей (p_i) импульсом с $\hbar\omega_p < \hbar\omega_{ex}$. Электроны генерировались p_i -импульсами недалеко от дна зоны проводимости, в той области, где энергетическое распределение электронов было сильно модулировано, т.е. отклонялось от фермиевского. Опыты проводились при комнатной температуре.

Опишем сначала ситуацию, возникавшую при накачке GaAs ex -импульсом с энергией фотона $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ и длительностью 14 пс. При межзонном поглощении мощного ex -импульса в тонком (~ 1 мкм) слое GaAs возникают плотная горячая электронно-дырочная плазма (ЭДП) и пикосекундная суперлюминесценция [1–4]. Под последней подразумевается стимулированное рекомбинационное излучение в активной среде GaAs без резонатора с характерным временем релаксации ~ 10 пс. Релаксация суперлюминесценции взаимосвязана с релаксацией температуры и концентрации ЭДП [5,6]. Интенсивность суперлюминесценции, интегральная по спектру, по оценкам $> 10^8$ Вт/см².

В этих условиях энергетическое распределение электронов в зоне проводимости модулируется осцилляциями с периодом $\hbar\omega_{LO}$, где $\hbar\omega_{LO}$ — энергия продольного оптического (LO) фонона [7]. Возникают периодически расположенные области обеднения заселенностей энергетических уровней по сравнению с заселенностью при фермиевском распределении электронов. Следующий

физический механизм [7] был предложен для объяснения модуляции энергетического распределения электронов.

Рост интенсивности суперлюминесценции B_ω происходит вместе с возрастанием скорости суперлюминесцентной рекомбинации носителей: $(dn/dt)_R \propto \int \alpha_\omega B_\omega d\omega$, здесь ω — частота суперлюминесцентного излучения и α_ω — коэффициент поглощения в области усиления света; интеграл берется по спектральной полосе усиления. Возрастание $|(dn/dt)_R|$ препятствует увеличению $|\alpha_\omega|$ в области усиления. При высоких интенсивностях суперлюминесценции это вызывает обеднение инверсной заселенности энергетических уровней на дне зоны проводимости, с которых электроны стимулированно рекомбинируют, по сравнению с заселенностью при фермиевском распределении ЭДП. Такое обеднение отображается разностью спектров коэффициента поглощения (в области усиления), экспериментального и рассчитанного для фермиевского распределения ЭДП (рис. 1). Назовем эту разность провалом в области усиления. Спектр провала подобен по форме части спектра энергии суперлюминесценции, расположенной выше уровня W_s^t , где W_s^t — энергия суперлюминесценции при тех двух значениях $\hbar\omega$, при которых находятся границы провала [8] (рис. 1).

Обеднение заселенностей приводило к невыполнению принципа детального равновесия. В результате возникали интенсивные переходы электронов, сопровождаемые излучением LO -фононов, на уровни с обедненной инверсной заселенностью. Переходы с излучением LO -фононов оказывались настолько интенсивными, что приводили к образованию второго обеднения заселенностей в зоне проводимости. Второе обеднение располагалось выше первого на энергию LO -фонона $\hbar\omega_{LO}$

[¶] E-mail: bil@mail.cplire.ru

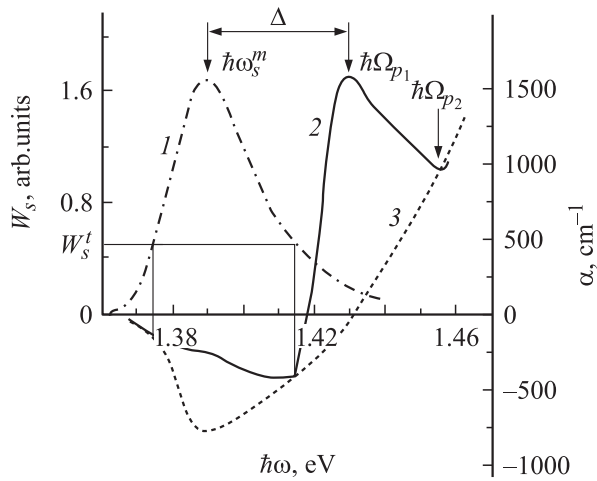


Рис. 1. 1 — спектр суперлюминесцентного излучения, вытекающего из GaAs по нормали к поверхности активной области эпитаксиального слоя; 2 — экспериментальный спектр поглощения света в фотовозбужденном GaAs; 3 — расчетный спектр поглощения света при фермиевском распределении ЭДП в GaAs. Рисунок взят из работы [8]. Стрелки указывают на энергии фотонов $\hbar\omega_{p_1}$ и $\hbar\omega_{p_2}$ импульсов p_1 и p_2 , использовавшихся в настоящей работе, а также на энергию фотона $\hbar\omega_s^m$.

и вызывало образование выступа в экспериментальном спектре поглощения (рис. 1) при $\hbar\omega > 1.417$ эВ. Дальнейшее распространение этого процесса вверх по зоне проводимости приводило к периодической модуляции энергетического распределения электронов в зоне.

Описанный механизм модуляции [7] был использован при объяснении обнаруженных нами эффектов: 1) модуляции спектра просветления (увеличения прозрачности) слоя GaAs „фононными“ осцилляциями периода

$$\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h),$$

где m_e и m_h — эффективные массы соответственно электрона и тяжелой дырки [7]; 2) эффектов энергетического транспорта электронов, происходившего путем излучения LO-фононов, при пикосекундной суперлюминесценции в GaAs [9]; 3) „LO-фононной“ корреляции между спектром пикосекундной суперлюминесценции и особенностями спектра поглощения света в GaAs при нефермиевском распределении носителей заряда [8].

Обнаруженные эффекты [7–9] приводили к предположению, что в вышеназванных условиях экспериментов становились сравнимы времена τ_{e-LO} и τ_{c-c} , где τ_{e-LO} — время такой релаксации электронов ко дну зоны проводимости, когда электроны, излучая LO-фононы, совершали переходы на уровни с обедненной заселенностью [9]; τ_{c-c} — время внутризонной энергетической релаксации электронов к фермиевскому распределению, происходящей за счет столкновений между носителями. То, что времена τ_{e-LO} и τ_{c-c} становятся сравнимы, до сих пор не получило теоретического объяснения и

продолжает вызывать интерес. Для сравнения, в плотной квазиравновесной ЭДП по расчетам [7–9] $\nu_{e-LO}^{-1} \gg \tau_{c-c}$ для электронов из той области энергий, для которой наблюдались эффекты. Здесь ν_{e-LO} — частота излучения электроном LO-фононов.

Отметим, что максимальная глубина провала в области усиления при энергии фотона $\hbar\omega_s^m$ в 2 раза больше коэффициента усиления α , измеренного при $\hbar\omega_s^m$, где $\hbar\omega_s^m$ — энергия фотона, при которой располагается максимум спектра суперлюминесценции в активной области GaAs (рис. 1). Из такого соотношения следует, что обратная частота λ^{-1} вынужденных рекомбинационных переходов с излучением фотона с энергией $\hbar\omega_s^m$ тоже сравнима со временем внутризонной релаксации τ_{c-c} .

В настоящей работе в спектре существенного относительного увеличения энергии пикосекундной суперлюминесценции, вызванного дополнительной генерацией электронов p_i -импульсом, обнаружилось образование локальных минимума и максимума с аномально узкой шириной. Это наблюдалось при одновременной накачке GaAs пикосекундными ex - и p_i -импульсами. Подробно это описывается и обсуждается далее.

2. Эксперимент

Настоящая работа проводилась при облучении точно таким же ex -импульсом точно такого же по толщине эпитаксиальных слоев и их химическому составу образца, что и в работе [8]. Поэтому результаты [8], представленные на рис. 1, полностью применимы к настоящей работе.

Образец представлял собой гетероструктуру $Al_{0.22}Ga_{0.78}As$ –GaAs– $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ с толщиной слоев соответственно 1.2–1.6–1.2 мкм. Гетероструктура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на (100) подложке GaAs. Затем гетероструктура была отделена от подложки (этого не делали в [8]). Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали 10^{15} см⁻³. Слои $Al_xGa_{1-x}As$ предназначены для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности и прозрачны для света, используемого в эксперименте. На внешние поверхности слоев $Al_xGa_{1-x}As$ было нанесено антиотражающее покрытие. В результате отражение света по нормали к поверхности слоев не превышало 2%.

Гетероструктура облучалась одним (ex) или двумя (ex и p_i) импульсами с приблизительно гауссовым распределением интенсивности в пространстве, сфокусированными в одну точку. Длительность p_i -импульса, как и ex -импульса, составляла 14 пс. Диаметр фокусного пятна ex -импульса — 0.5 мм, p_i -импульса — 0.46 мм. При накачке GaAs только p_i -импульсом концентрация ЭДП была только близка к „пороговой“, при которой суперлюминесценция начинает появляться.

Фотовозбуждаемая активная область слоя GaAs, где возникала суперлюминесценция при накачке ex -импуль-

сом и дополнительно усиливалась при накачке p_1 -или p_2 -импульсом, находилась на расстоянии примерно 1.4 мм от торца гетероструктуры. Это освобождало во время возбуждающего импульса: а) от влияния на суперлюминесценцию положительной обратной связи, создаваемой отражением от торца гетероструктуры (отраженное от торца суперлюминесцентное излучение проходило через фотовозбуждающуюся область уже после окончания возбуждающего импульса); б) от влияния дефектов решетки вблизи торца гетероструктуры. Суперлюминесценция распространялась преимущественно вдоль слоя GaAs. После выхода ее из торца гетероструктуры спектр интегральной по времени энергии W_s пикосекундной суперлюминесценции измерялся внутри апертуры 4° .

Измеренный спектр из-за поглощения в невозбужденной области слоя GaAs отличался от спектра суперлюминесценции в фотовозбужденной активной области слоя GaAs. Спектр суперлюминесценции в активной области иллюстрируется рис. 1, взятым из работы [8]. В [8] спектр определялся по излучению, вытекавшему по нормали к поверхности аналогичного образца из-за несовершенства его волноводных свойств. Как уже говорилось, параметры ex -импульса в настоящей работе и импульса накачки в [8] одинаковы, как одинаковы по толщине слоев и химическому составу образцы. Поэтому можно считать, что рис. 1 также иллюстрирует и спектр суперлюминесценции в активной области слоя в настоящей работе при накачке GaAs ex -импульсом.

Измеренный в настоящей работе выступ в спектре поглощения света при $\hbar\omega > 1.417$ эВ, отображающий обеднение заселенностей носителей, естественно тоже совпадал с выступом, измеренным в [8] и проиллюстрированным кривой 2 на рис. 1.

Несмотря на частичное поглощение спектра суперлюминесцентного излучения в пассивной области слоя GaAs, в настоящей работе были обнаружены спектральные особенности, приводившие к существенным выводам. Чтобы, по возможности, исключить влияние поглощения спектра суперлюминесцентного излучения в пассивной области слоя GaAs, измерялся спектр относительного увеличения энергии суперлюминесценции $W_s(ex + p_i)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$, возникавшего от того, что к накачке образца ex -импульсом добавляли накачку p_1 -импульсом. Здесь $W_s(ex + p_i)$ и $W_s(ex)$ — энергии суперлюминесценции соответственно при совместной накачке ex - и p_1 -импульсами и при накачке только ex -импульсом.

Энергии фотона p_i -импульса в настоящих опытах сообщали два значения, показанных стрелками на рис. 1. Первое значение $\hbar\Omega_{p_1} = \hbar\omega_s^m + \Delta = 1.43$ эВ совпадало со спектральным положением максимума выступа в спектре поглощения. При поглощении p_1 -импульса электроны „рождались“ на энергетическом уровне зоны проводимости, имевшем максимальное обеднение заселенности во второй области обеднения. Энергия этого уровня превышала на $\hbar\omega_{LO}$ энергию уровня, имевшего

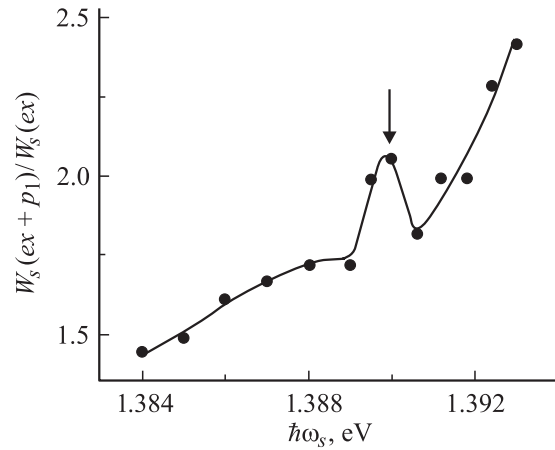


Рис. 2. Спектр относительного увеличения энергии суперлюминесценции, возникавшего от того, что к накачке образца ex -импульсом добавляли синхронную накачку p_1 -импульсом. $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ, $\hbar\Omega_{p_1} = 1.43$ эВ. Стрелка указывает на энергию фотона $\hbar\omega_s = \hbar\omega_s^m \approx \hbar\Omega_{p_1} - \Delta$.

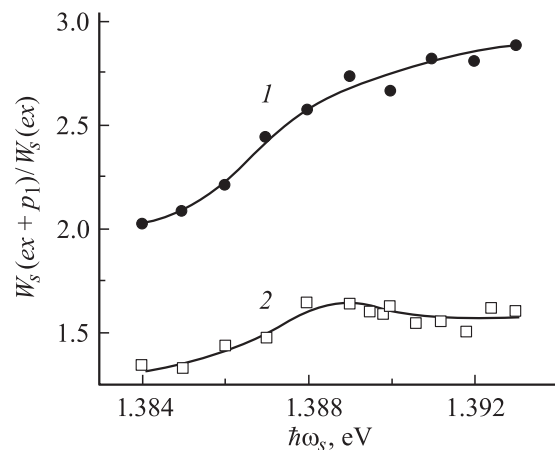


Рис. 3. Спектр относительного увеличения энергии суперлюминесценции, возникавшего от того, что к накачке образца ex -импульсом добавляли накачку p_1 -импульсом, не перекрывавшимся во времени с ex -импульсом. $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ, $\hbar\Omega_{p_1} = 1.43$ эВ; 1 — $\tau_d = -20$ пс, 2 — $\tau_d = 20$ пс, где τ_d — время задержки p_1 -импульса относительно ex -импульса.

максимальное обеднение заселенности в первой области обеднения, и с которого электроны рекомбинировали с излучением фотона с энергией $\hbar\omega_s^m$. Изменение суперлюминесценции исследовалось подробно в спектральной области вблизи энергии фотона $\hbar\omega_s^m$. При одновременном облучении гетероструктуры импульсами ex и p_1 энергия пикосекундной суперлюминесценции существенно возрастала по сравнению с суперлюминесценцией при накачке GaAs только ex -импульсом. При этом в спектре относительного увеличения энергии суперлюминесценции $W_s(ex + p_1)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$ возникал локальный максимум при $\hbar\omega = \hbar\omega_s^m$ (рис. 2). Спектральная ширина локального максимума по его основанию составляла 1.9 мэВ.

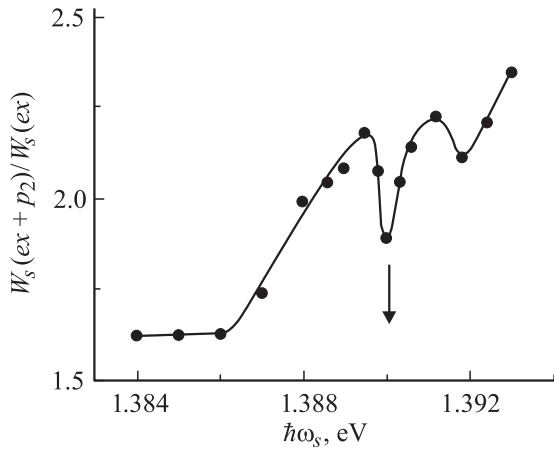


Рис. 4. Спектр относительного увеличения энергии суперлюминесценции, возникшего от того, что к накачке образца ex -импульсом добавляли синхронную накачку p_2 -импульсом. $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ, $\hbar\Omega_{p_2} = 1.455$ эВ. Стрелка указывает на энергию фотона $\hbar\omega_s = \hbar\omega_s^m$.

Локального максимума не было на спектральных зависимостях $W_s(ex + p_1)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$, измеренных при $\tau_d = -20$ пс и $\tau_d = 20$ пс, когда импульсы ex и p_1 не перекрывались во времени. Здесь τ_d — время задержки p_1 -импульса относительно ex -импульса (рис. 3). Таким образом, локальный максимум возник именно при одновременной накачке ex - и p_1 -импульсами.

Второе значение энергии p_1 -импульса $\hbar\Omega_{p_2} = 1.455$ эВ совпадало с коротковолновой границей выступа в спектре коэффициента поглощения (рис. 1). При поглощении p_2 -импульса электроны „рождались“ на энергетическом уровне зоны проводимости, на котором нет обеднения заселенностей. Энергия этого уровня превышает энергию уровня, на который генерировал электроны p_1 -импульс, менее чем на $\hbar\omega_{LO}$. При одновременной накачке ex - и p_2 -импульсами в спектре относительного увеличения энергии суперлюминесценции $W_s(ex + p_2)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$ возникал уже локальный минимум, но тоже при энергии фотона $\hbar\omega = \hbar\omega_s^m$ (рис. 4). Спектральная ширина локального минимума по его основанию составляла 1.7 мэВ.

3. Обсуждение результатов

Как уже пояснялось выше, при генерации ЭДП ex -импульсом в энергетическом распределении электронов в зоне проводимости образуются расположенные с периодом $\hbar\omega_{LO}$ области обеднения заселенностей энергетических уровней носителями. p_1 -Импульсом с энергией фотона $\hbar\Omega_{p_1}$ электроны генерировались на уровень с максимальным обеднением во второй области обеднения заселенностей в зоне проводимости. Такая генерация электронов привела к локальному усилению излучения с энергией фотона $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_s^m \approx \hbar\Omega_{p_1} - \Delta$ (рис. 2). Спектральная шири-

на основании локального максимума на экспериментальном спектре $W_s(ex + p_1)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$ равнялась 1.9 мэВ. Появление локального максимума на спектре $W_s(ex + p_1)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$ указывает на следующее. Подтверждая, что времена τ_{e-LO} и τ_{c-c} сравнимы, часть электронов, после генерации их p_1 -импульсом, излучают по LO -фонону, переходя на уровни с максимальным обеднением в первой области обеднения заселенностей на дне зоны проводимости. На этих уровнях электроны, не претерпев энергетической релаксации от взаимодействия с другими электронами зоны проводимости, вынужденно рекомбинируют, усиливая суперлюминесценцию при $\hbar\omega_s \approx \hbar\omega_s^m$. Из этого следует, что эффективное время жизни электрона на таком уровне $\tau_{SR} = \lambda^{-1}$ и время τ_{c-c} сравнимы. Здесь λ — частота тех вынужденных рекомбинационных переходов с энергетического уровня при $\tau_d \approx 0$, во время которых излучаются фотоны с энергией $\hbar\omega_s^m$. Напомним, что такое же предположение было сформулировано во введении на основании глубины провала в области усиления.

Спектральная ширина основания локального максимума на экспериментальном спектре $W_s(ex + p_1)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$, как уже говорилось, равнялась 1.9 мэВ. Тогда ширина ΔE уровня, с которого электрон рекомбинирует, излучая фотон с энергией $\hbar\omega_s^m$, должна быть $\Delta E \leq 1.9$ мэВ. Согласно принципу неопределенностей, эффективное время жизни электрона на этом уровне $\tau_{SR} \geq 3.5 \cdot 10^{-13}$ с, и частота $\lambda \leq 2.9 \cdot 10^{12}$ с⁻¹. Оценки по формулам (6.235, 4.3.19) работы [10] для квазиравновесного распределения носителей дают времена: а) залечивания возмущения фермиевского газа при энергии 25 мэВ за счет межэлектронного рассеяния $\tau_{e-e} = 4 \cdot 10^{-15}$ с, б) поглощения LO -фонона электроном с энергией 25 мэВ $\tau_{e-ph} = 9 \cdot 10^{-14}$ с. Для расчета использовались концентрация электронно-дырочных пар $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и температура $T = 52$ мэВ, что соответствует расчетному спектру поглощения с фермиевским распределением ЭДП на рис. 1. Поскольку времена $\tau_{e-e} = 4 \cdot 10^{-15}$ с и $\tau_{e-ph} = 9 \cdot 10^{-14}$ с оказались существенно меньше времени $\tau_{SR} \geq 3.5 \cdot 10^{-13}$ с, возникает сомнение в возможности применять в исследуемой ситуации оценки, получаемые, когда истинное модулированное распределение носителей заменяют приближенным фермиевским. По-видимому, существуют или не выявленные еще причины увеличения времен τ_{e-e} и τ_{e-ph} , или неизвестные особенности физического механизма образования локального максимума в спектре относительного увеличения пикосекундной суперлюминесценции.

Отметим, что пикосекундная суперлюминесценция релаксирует после окончания накачки с характерным временем ~ 10 пс, и она измерялась интегрально во времени. При этом в настоящей работе показано, что на спектре $W_s(ex + p_1)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$ локальный максимум возник во время синхронной накачки образца ex - и p_1 -импульсами, при $\tau_d \approx 0$ (рис. 2). Пример-

но, когда интенсивность света в ex -импульсе проходит через максимум, во-первых, обеднение заселенностей электронов, распределенное с периодом $\hbar\omega_{LO}$ по зоне проводимости, наиболее сильное [7,11]. Этому должна соответствовать и наиболее интенсивная суперлюминесцентная рекомбинация, необходимая для создания обеднения. Плотность неравновесных LO -фононов тоже близка к ее максимальной за время фотовозбуждения величине [12]. После окончания ex -импульса обеднения заселенностей и суперлюминесцентная рекомбинация существенно слабее [5–7,11], меньше и плотность неравновесных LO -фононов. Когда облучение p_1 -импульсом производилось после окончания ex -импульса при $\tau_d = +20$ пс, локального максимума на спектре относительного увеличения суперлюминесценции не возникало (рис. 3). Следовательно, локальный максимум возникает в условиях сильного обеднения заселенностей, интенсивной суперлюминесцентной рекомбинации и большой плотности неравновесных LO -фононов.

Обсуждение отсутствия локального максимума при $\tau_d = -20$ пс, когда образец сначала облучался p_1 -импульсом, а затем ex -импульсом (рис. 3), элементарно, и мы его опустим.

Физический механизм образования локального минимума на спектре относительного увеличения суперлюминесценции $W_s(ex + p_2)/W_s(ex) = f(\hbar\omega)$ (рис. 4) установить окончательно пока затруднительно.

Можно предположить, что в результате когерентного взаимодействия суперлюминесцентного излучения с электронами происходит перенормировка спектра энергетических состояний, и в этом спектре образуется щель [13]. Спектральное положение щели совпадает с максимумом спектра суперлюминесценции. Ширина щели $2\hbar\lambda$ была бы равна спектральной ширине основания локального минимума 1.7 мэВ, на спектре относительного увеличения энергии суперлюминесценции (рис. 4). Тогда частота межзонных переходов $\lambda = 1.3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, для GaAs

$$\hbar\lambda = 0.017 \cdot J^{1/2} \text{ (эВ)}.$$

Здесь J — интенсивность суперлюминесцентного излучения, измеряемая в ГВт/см². Суперлюминесцентное излучение должно быть монохроматическим и, значит, занимать очень узкую область с энергией фотона $\hbar\omega_s^m$ в спектре суперлюминесценции. Соответственно, получаем оценку $J = 2.5 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$. Когерентность взаимодействия электронов с электромагнитным полем имеет место, если частота межзонных переходов λ превосходит частоту внутризонного рассеяния электронов $1/\tau$, т.е. $\lambda\tau > 1$. Для этого требуется $\tau > 7.7 \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Выше мы получили предположение, что эффективное время жизни электрона на выделенном уровне $\tau_{SR} \geq 3.5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Сделанные оценки времен τ и τ_{SR} не исключают рассматриваемое объяснение локального минимума, но и явно недостаточны для его подтверждения.

Еще один вопрос — почему спектральная ширина локальных минимума и максимума оказалась примерно одинаковой. Не потому ли, что лежащие в их пределах энергетические уровни должны иметь приблизительно одну и ту же энергию? p_1 -Импульс генерирует электроны с одинаковой энергией, и эти электроны, излучив по одному LO -фонону, должны перейти на приблизительно один и тот же уровень. Если предполагать, что локальный минимум все-таки отображает щель в спектре энергетических состояний электронов, то для формирования щели требуется монохроматическое излучение. Для спектра пикосекундной суперлюминесценции монохроматическое излучение — это, в пределе, излучение, получаемое при рекомбинации электронов с одного уровня энергии.

Рассмотренные в разд. 3 вопросы представляются нам интересными для последующих исследований как с физической, так и с практической стороны. Последнее обосновывается необходимостью понимания физических процессов, возможных в работе устройств сверхбыстродействующей полупроводниковой оптоэлектроники, использующих мощные сверхкороткие импульсы стимулированного излучения и накачки (более чем одним импульсом одновременно).

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 01-02-16694).

Авторы глубоко признательны В.И. Перелю, Ю.Д. Калафати, Г.Н. Шкердину за подробное обсуждение результатов работы и полезные советы.

Список литературы

- [1] D. Hulin, M. Joffre, A. Migus, J.L. Oudar, J. Dubard, F. Alexandre. *J. de Phys.*, **48**, 267 (1987).
- [2] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневова, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. *Письма ЖЭТФ*, **48**, 252 (1988).
- [3] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневова, Е.Г. Дядюшкин, В.А. Мironov, С.Е. Кумеков, В.И. Перель. *Sol. St. Commun.*, **72**, 625 (1989).
- [4] И.Л. Броневова, А.Н. Кривоносов. *ФТП*, **32**, 537 (1998).
- [5] Ю.Д. Калафати, В.А. Кокин. *ЖЭТФ*, **99**, 1793 (1991).
- [6] И.Л. Броневова, А.Н. Кривоносов. *ФТП*, **32**, 542 (1998).
- [7] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. *Sol. St. Commun.*, **94**, 805 (1995).
- [8] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневова, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумеков, С.В. Стеганцов. *ФТП*, **36**, 144 (2002).
- [9] И.Л. Броневова, А.Н. Кривоносов. *ФТП*, **33**, 13 (1999).
- [10] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984) с. 350.
- [11] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. *Sol. St. Commun.*, **98**, 903 (1996).
- [12] С.Е. Кумеков, В.И. Перель. *ЖЭТФ*, **94**, 346 (1988).
- [13] В.М. Галицкий, В.Ф. Елесин. *Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками* (М., Энергоатомиздат, 1986) с. 192.

Редактор Л.В. Беляков

Local peculiarity of change of picosecond superluminescence spectrum by additional generation of carriers to non-Fermian electron-hole plasma in GaAs

N.N. Ageeva, I.L. Bronevoj, A.N. Krivosov, S.E. Kumekov, S.V. Stegantsov*

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
101999 Moscow, Russia
* Technological University,
480012 Almaty, Republic Kazakstan

Abstract Dense hot electron-hole plasma and picosecond superluminescence resulted from pumping GaAs layer by picosecond light (ex) pulse. Electron distribution over the conduction band was modulated with a period equal to LO phonon energy. The influence on superluminescence of additional pumping by light (p_i) pulse with $\hbar\omega_p < \hbar\omega_{ex} - 0.1$ eV was studied. In the case of simultaneous pumping by ex and p_i pulses, a local maximum or minimum appeared in the spectrum of the relative growth of the superluminescence energy. Peculiarities occurred as the photon energy conformed to the maximum of the superluminescence spectrum in the active area of GaAs layer. The local maximum appeared when electrons, generated by p_1 pulse at the energy level with depleted population, emitted by LO phonon and only then recombined. The local minimum appeared when electron was generated by p_2 -pulse on a level with Fermi population. The spectral widths of the local maximum or minimum were found narrower than the calculated broadening of the energy level, from which electrons recombined.