

УДК 537.311.322

СОБСТВЕННОЕ СТИМУЛИРОВАННОЕ ИНТЕНСИВНОЕ ПИКОВОСЕКУНДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ И “Порогового” СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

© 2023 г. Н. Н. Агеева^а, И. Л. Бронева^{а, *}, А. Н. Кривоносов^а^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: bil@cplire.ru

Поступила в редакцию 29.06.2022 г.

После доработки 29.07.2022 г.

Принята к публикации 14.08.2022 г.

В обзоре представлена третья часть экспериментального исследования излучения и возбуждаемых им оптоэлектронных эффектов. В начале мощной оптической пикосекундной накачки слоя GaAs гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в нем возникает пикосекундное излучение. Экспериментально доказано, что это – усиленное спонтанное (стимулированное) излучение со спецификой распространения в гетероструктуре. Показано, что благодаря большой интенсивности излучения электронно-дырочная плазма поддерживается в “пороговом” состоянии с инверсией населенности электронов в узком энергетическом интервале. В связи с этим с плотностью электронов становятся однозначно связаны их температура, а следовательно, их распределение между долинами и т.п. Найдено, что ограничение инверсии означало насыщение усиления излучения, когда усиление лимитируется энергетическим транспортом носителей заряда на уровни, с которых они вынужденно рекомбинируют. Определено, что транспорт, замедляемый нагревом носителей из-за их взаимодействия с излучением, при связи температуры носителей с их плотностью, определяет динамику излучения в целом и его спектральных компонент.

DOI: 10.31857/S0033849423030014, EDN: ICCPIP

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемый обзор является описанием третьей части нашего последовательного экспериментального исследования собственного стимулированного интенсивного пикосекундного излучения (далее – s-излучение) и возбуждаемых им оптоэлектронных нелинейных пикосекундных эффектов в гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (далее – гетероструктуры). В первой части было исследовано влияние s-излучения на неравновесную электронно-дырочную плазму (ЭДП) и зависящее от нее просветление (увеличение прозрачности) слоя GaAs. При интерпретации экспериментальных результатов было успешно использовано приближение “порогового” состояния ЭДП [1, 2]. Вторая часть исследования посвящена обнаружению последовательности оптоэлектронных процессов, приводящих к осциллирующему во времени и в энергетическом пространстве отклонению от фермиевского распределения электронов, возбуждаемому полем s-излучения [3].

В монографии [4] и др. рассмотрены следующие основные свойства усиленного спонтанного

(иначе, стимулированного) излучения: а) направленность в пространстве; б) значительно более узкий, чем у спонтанного излучения, спектр; в) порог образования; г) значительная интенсивность; д) некоторая пространственная и временная когерентность, значительно меньшая, чем у лазерного излучения. Цель данного обзора, во-первых, экспериментально уточнить представляемые в монографиях характерные свойства стимулированного излучения применительно к s-излучению в полупроводниковой гетероструктуре. Приведено и прямое экспериментальное доказательство того, что s-излучение – это усиленное спонтанное излучение. Во-вторых, представить возникновение такого режима насыщения усиления s-излучения, в котором из-за указанного насыщения устанавливается одновременно пороговое состояние ЭДП. В этом режиме s-излучение создает обеднение инверсной населенности электронов на дне зоны проводимости, транслируемое периодически по зоне для поддержания детального равновесия переходов электронов с излучением и поглощением продольных оптических (LO) фо-

нонов. Трансляция поддерживает ширину области инверсной населенности электронов в энергетическом пространстве настолько небольшой и приблизительно фиксированной, что ее наличием во многих случаях можно пренебречь. Состояние ЭДП в этом приближении названо пороговым. В нем плотность неравновесных носителей заряда и их температура становятся связаны. К примерам возникающих благодаря этому состоянию эффектов можно добавить образование однозначной связи плотности носителей с перенормировкой запрещенной зоны из-за их кулоновского взаимодействия, с частотой плазмонов, и др. Значительное внимание отводится результатам экспериментального исследования динамики s-излучения при насыщении его усиления. Подобную ситуацию, в которой интенсивность стимулированного излучения уже влияет на его усиление, исследовали преимущественно теоретически. Предсказывалось, что в такой ситуации интенсивность излучения должна возрастать линейно с расстоянием, проходимым им в активной области [5, 6] и др., и похожее было обнаружено нами экспериментально. В описываемых в обзоре исследованиях были экспериментально обнаружены нелинейные явления, имевшие с предсказанными (полученными математически) в [5] как сходство, так и существенные отличия. Обнаруженные явления в значительной степени связаны с взаимодействием s-излучения с неравновесными носителями заряда. Взаимодействие замедляло охлаждение и, соответственно, транспорт носителей в энергетическом пространстве (ЭТН) в область экстремумов зон проводимости и валентной, откуда они вынужденно рекомбинируют. Замедляемый таким образом транспорт определяет, при связи температуры носителей с их плотностью, динамику и s-излучения как целого и его спектральных компонент. Названного взаимодействия мы не встретили в упомянутой теории. Отсюда и отмеченное отличие экспериментальных и теоретических результатов. Соответствовавшее эксперименту замедление охлаждения накаченных носителей из-за их взаимодействия с излучением было определено в теории [7]. Выявить охарактеризованные выше явления удалось благодаря возможности проводить измерения s-излучения в реальном времени с пикосекундным разрешением. То, что эти явления возбуждали именно в слое GaAs, объясняется тем, что свойства этого прямозонного полупроводника хорошо изучены, он широко используется в полупроводниковой оптоэлектронике и является удобным для таких исследований. Генерация излучения и сопутствующие процессы не маскируются теми особенностями, которые привносили бы, например, низкоразмерные структуры.

В данном обзоре представлены обнаруженные закономерности, которым при насыщении уси-

ления и пороговом состоянии ЭДП подчиняются стимулированное интенсивное пикосекундное излучение гетероструктуры и его взаимодействие с ней. Часть закономерностей получена только эмпирически, поэтому может послужить экспериментальной базой для интенсификации исследований нелинейной динамики генерации вынужденного излучения в полупроводниковой гетероструктуре и возбуждаемых им эффектов. В итоге существенно дополнено представление о режиме насыщения усиления, о специфике динамики излучения и ЭДП в этом режиме, параметрах s-излучения на основных его этапах, способах их изменения и т.д. Описанные исследования актуальны и в прикладном отношении в связи с использованием в сверхбыстродействующей полупроводниковой оптоэлектронике сверхкоротких, а значит, интенсивных световых импульсов.

Публикуемые в последние годы статьи по стимулированному излучению в полупроводниках и излучению полупроводниковых лазеров в основном посвящены исследованиям новых полупроводниковых соединений, как объемных, так и низкоразмерных. Исследуются их структурные и оптические свойства. При этом измеряются спектры спонтанного и стимулированного излучения при низких и комнатных температурах и различных уровнях накачки исследуемых образцов. Много внимания уделяется снижению порога генерации стимулированного излучения. Исследуются свойства импульсного и непрерывного лазерного излучения из различных по составу полупроводниковых структур. В основном внимание уделяется оптимизации потерь в лазерах, снижению порога генерации, стабилизации длины волны, температуры стабильной генерации излучения. Имеются исследования об уменьшении длительности лазерных импульсов и подавлении боковых мод за счет изменения температуры. По исследованиям пикосекундной динамики собственного интенсивного стимулированного излучения при насыщении его усиления в полупроводнике или полупроводниковой гетероструктуре в основном найдены публикации, освещаемые в работе [3] и данном обзоре.

1. ПИКОСЕКУНДНОЕ ОБРАТИМОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ СЛОЯ GaAs – ПРИЗНАК ПИКОСЕКУНДНОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе [8] слой GaAs гетероструктуры возбуждался импульсом света, длительность которого на полувысоте (FWHM) равна 30 пс, а энергия фотона $\hbar\omega_{ex}$ несколько превышала ширину запрещенной зоны E_g . Возбуждающий импульс имел максимальную энергию, проходящую через область зондирования $W_{ex}^m \approx 100$ мкДж. Для этого и

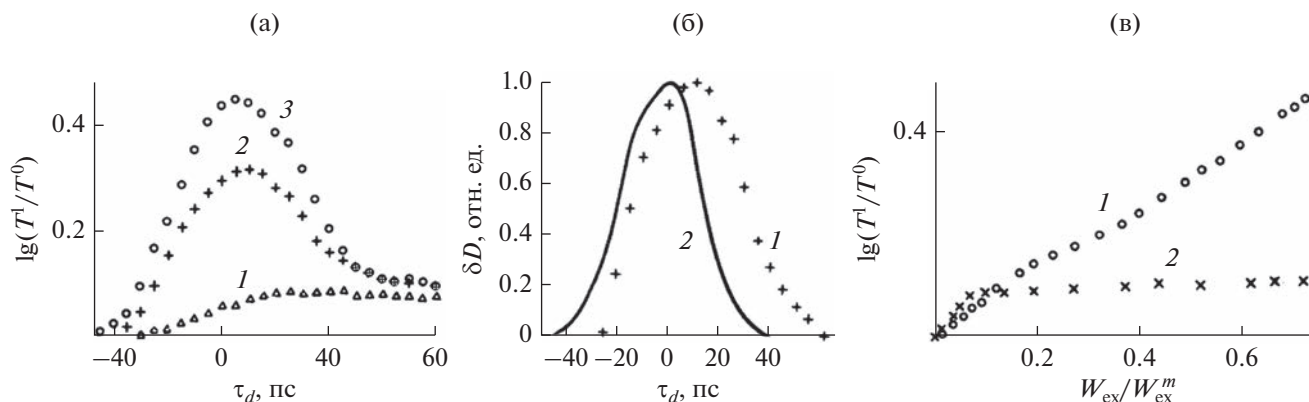


Рис. 1. Зависимость от времени задержки τ_d : а – просветления при энергии фотона зондирующего импульса $\hbar\omega_p = 1.562$ эВ и при $W_{\text{ex}} = 0.074W_{\text{ex}}^m$ (1), $W_{\text{ex}} = 0.52W_{\text{ex}}^m$ (2), $0.72W_{\text{ex}}^m$ (3), б – дополнительного вклада в просветление δD (1), кросс-корреляционная функция возбуждающего и зондирующего импульсов (2); в – зависимость просветления от энергии возбуждающего импульса при $\hbar\omega_p = 1.562$ эВ и $\tau_d = 5$ (1) и 60 пс (2).

всех других световых импульсов, упоминаемых в обзоре, оба слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были прозрачны. Исследовалось просветление (увеличение прозрачности) GaAs, возникающее из-за накачки неравновесных носителей заряда при фундаментальном поглощении возбуждающего света. Измерения проводили методом накачки-зондирования (pump-probe) и, как все эксперименты, описываемые в обзоре, при комнатной температуре T_R . Величину просветления рассчитывали по формуле

$$\lg(T^1/T^0) = \lg\left[\frac{(E_p^1/E_r^1)}{(E_p^0/E_r^0)}\right], \quad (1)$$

где T – прозрачность образца при наличии (индекс 1) и отсутствии (0) накачки; E_p – средняя энергия зондирующего импульса, E_r – средняя энергия опорного импульса в канале зондирования. Подробнее о технике измерений см. [3]. При относительно небольших энергиях W_{ex} возбуждающего импульса (называемого также импульсом накачки) просветление возрастало на протяжении этого импульса, а затем спадало с приблизительно характерным временем релаксации спонтанной рекомбинации, $\tau_{\text{sp}} \sim 0.5$ нс (рис. 1а, кривая 1). Это соответствовало установившимся ранее представлениям [9]. Но когда энергия импульса накачки превышала некоторое пороговое значение $W_{\text{ex-th}}$, то наблюдалось не предполагавшееся явление: превышение просветления над некоторым уровнем происходило обратимо в пикосекундном временном диапазоне (см. рис. 1а, кривые 2 и 3). То есть был обнаружен вклад в просветление

$$\delta D = \lg(T^1/T^0) - \lg(T^*/T^0),$$

который с инерционностью ~ 10 пс возрастал и спадал обратимо относительно кросс-корреляционной функции импульсов накачки и зондирования (рис. 1б), где T^* – остаточная, т.е. оставшаяся

сразу после окончания этого вклада, прозрачность образца. Остаточное просветление оказалось универсальным в том смысле, что его величина при фиксированном диаметре D_{ex} возбуждающего луча не зависела от энергий импульса накачки $W_{\text{ex}} \geq W_{\text{ex-th}}$ (рис. 1в) и его фотона $\hbar\omega_{\text{ex}} > E_g$ [1]. Просветление, достигнув уровня остаточного, далее релаксирует со временем $\sim \tau_{\text{sp}}$. Как одно из двух возможных объяснений пикосекундного спада обратимого вклада в просветление в работе [10] было предположено аномально быстрое возникновение стимулированного излучения в слое GaAs. Вынужденная рекомбинация носителей, создаваемая таким излучением, могла при спаде накачки уменьшать плотность ЭДП и просветление до уровня остаточного, при котором излучение бы прекращалось. Позднее похожие предположения были сделаны в работах [11, 12].

Анализ экспериментальных спектров просветления, измеренных при диаметре луча накачки на полувысоте (FWHM) в местоположении образца $D_{\text{ex}} \approx 0.7$ мм, показал их соответствие изложенному предположению [13]. При остаточном просветлении ЭДП имела температуру $T_c = T_R$. Расстояние между квазиуровнями Ферми электронов и дырок составляло $\mu_e - \mu_h \approx E_g$, что соответствовало порогу образования инверсии населенности электронами энергетических уровней зоны проводимости по отношению к населенности уровней валентной зоны. Подразумеваются те уровни зон проводимости и валентной, между которыми происходят прямые оптические переходы электронов. Плотность электронов и дырок (пороговая) составляла $n_{\text{th}} = p_{\text{th}} \approx 1.1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Из-за отсутствия инверсии населенности при этих условиях не должно быть стимулированного излучения. В максимуме обратимого просветления при задержке

зондирующего импульса относительно возбуждающего $\tau_d = 6$ пс плотность носителей заряда была существенно больше, $n = p \approx 3.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Значения квазиуровней Ферми, отсчитываемые от дна зоны проводимости, составляли $\mu_e = 0.104 \text{ эВ}$ и $E_g + \mu_h = 0.066 \text{ эВ}$. Это означало, что имеется спектральная область шириной 0.038 эВ , где усиливается свет с энергией фотонов

$$\mu_e - \mu_h \geq \hbar\omega_s \geq E_g. \quad (2)$$

Максимальный коэффициент усиления составляет при этом около 300 см^{-1} . ЭДП с такими параметрами могла генерировать стимулированное излучение, если, как сказано выше, допустить его аномально быстрое возникновение. Близость $\mu_e - \mu_h$ и E_g при $\tau_d = 6$ пс соответствовала тому, что во время накачки стимулированное излучение ограничивает плотность носителей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ s-ИЗЛУЧЕНИЯ

Предположение об аномально быстром возникновении пикосекундного рекомбинационного излучения получило затем экспериментальное подтверждение. Сначала это было сделано косвенными методами. То, что подобное излучение возникает в структуре GaAs/AlGaAs MQWS не позднее 12 пс после ее накачки фемтосекундным импульсом, было показано в работе [11]. В [14] сообщалось об экспериментальном обнаружении s-излучения из фотонакачиваемого слоя GaAs гетероструктуры. Сверхбыстрое возникновение s-излучения доказывалось там характером зависимости энергии s-излучения от пикосекундной задержки между двумя пикосекундными импульсами накачки с различающимися энергиями фотонов. Как и должно быть для стимулированного излучения, s-излучение возникало порогово, при конечной плотности энергии возбуждающего импульса (подробнее см. далее, в разд. 4).

В реальном времени s-излучение впервые было измерено в работе [15]. В этой и описываемых ниже в данном обзоре работах опыты проводились на спектродифрактометрическом пикосекундном лазерном комплексе с автоматизированной системой сбора и обработки измеряемых величин. Комплекс состоял из следующих компонентов [3, 16]: задающего YAG-лазера с диодной накачкой, системы усилителей лазерного импульса, удвоителей частоты светового импульса (кристаллов KDP), двух параметрических генераторов света на LiNbO₃ с температурной перестройкой длины волны — один для генерации накачивающего, второй — зондирующего или других импульсов длительностью (FWHM) $t_p \approx 10$ пс с линейной поляризацией света, спектродифрактометрической системы. Наиболее важными компонентами последней являлись:

а) двойной спектрограф, используемый как для спектральных измерений, так и (в режиме вычитания дисперсии) в качестве полосового фильтра длин волн, не искажающего длительность излучения; б) пикосекундная электронно-оптическая камера (ЭОК); в) две ПЗС-камеры для регистрации соответственно спектра излучения и изменения со временем интенсивности I_{s-m} спектральной компоненты излучения, пропущенной спектрографом (ПЗС — прибор с зарядовой связью).

Гетероструктура с площадью поверхности $8 \times 8 \text{ мм}^2$ и с толщиной слоев около 1 мкм изготовлена молекулярно-лучевой эпитаксией. В середине на площади $4 \times 4 \text{ мм}^2$ гетероструктура была освобождена от подложки, и туда фокусировался луч накачки. Энергия фотона, длительность импульса накачки составляли соответственно $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.512 \text{ эВ}$ и $t_p = 11.3$ пс, диаметр фокусного пятна луча накачки равнялся $D_{\text{ex}} \approx 0.5 \text{ мм}$, угол между лучом накачки и нормалью к эпитаксиальным слоям гетероструктуры — 10° .

На поверхности гетероструктуры, за исключением торцевых, было нанесено антиотражающее покрытие. Вследствие интенсивной накачки в GaAs возникло s-излучение, усиливавшееся преимущественно вдоль эпитаксиального слоя. Из-за несовершенства волноводных качеств гетероструктуры часть s-излучения вытекала через ее поверхность. Напомним, что распространение света в веществе должно сопровождаться рассеянием этого света [17]. Достаточным условием для такого явления служит наличие электронов, способных колебаться под действием переменного поля световой волны. В нашем случае это накаченные неравновесные электроны. Если среда оптически однородна, то в первом приближении полное взаимное гашение вторичных волн, вызываемых колебаниями электронов, будет происходить для любого направления распространения излучения, не лежащего в плоскости слоя GaAs. Из-за наличия в реальных средах оптических неоднородностей (дефектов) взаимное гашение вторичных волн становится не полным, а частичным, и возникает рассеянный в разных направлениях свет. Доля s-излучения, распространявшаяся внутри телесного угла $\Omega \approx 9 \times 10^{-4} \text{ ср}$ с осью, ортогональной поверхности гетероструктуры, направлялась в двойной спектрограф. Указанная часть s-излучения была выбрана для измерения, потому что выходит прямо из активной области, не изменяясь из-за поглощения в пассивной области и отражения от торцов образца. Экспериментальные результаты показали, что эта доля s-излучения обладала характерными свойствами стимулированного излучения. Чтобы ослабить часть рассеянного в образце света накачки, попадающую в спектрограф, перед его входной щелью был установлен анализатор (призма Глана), на-

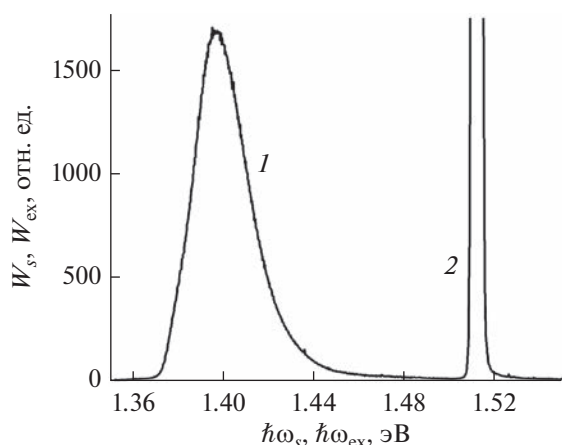


Рис. 2. Интегральные по времени экспериментальные: кривая 1 – спектр стимулированного излучения из GaAs $W_s = f(\hbar\omega_s)$, кривая 2 – основание спектра света накачки $W_{ex} = f(\hbar\omega_{ex})$.

строенный на пропускание света, поляризация которого ортогональна поляризации накачки. Интегральные по времени спектр $W_s(\hbar\omega_s)$ энергии s-излучения и спектр энергии $W_{ex}(\hbar\omega_{ex})$ рассеянного образом света накачки, попадавшего внутрь угла Ω , регистрировались ПЗС-камерой PIXIS (рис. 2).

При измерении временной формы (огибающей) импульса излучения двойной спектрограф был настроен, как указывалось выше, на режим вычитания дисперсии. В результате через выходную щель спектрографа выходило излучение с той же длительностью, которая была у нее при входе в спектрограф. Это излучение направлялось в ЭОК, где зависимость интенсивности излучения от времени преобразовывалась в пространственную зависимость интенсивности (далее – хронограмма) и регистрировалась ПЗС-камерой. Когда измеряли огибающую спектральной компоненты s-излучения (далее – s-компонента), промежуточную щель между первой и второй ступенями спектрографа раскрывали так, чтобы она пропускала излучение спектральной ширины $\delta\hbar\omega = 7.6$ мэВ. В результате через выходную щель спектрографа выходила только требуемая для измерения s-компонента. На рис. 3 представлены следующие хронограммы: импульса накачки, интегрального по спектру s-излучения, избранных s-компонент. Как и ожидалось, s-излучение возникает и растет с пикосекундной задержкой относительно фронта мощной пикосекундной оптической накачки полупроводника. Длительность s-излучения сравнима с длительностью накачки.

Приводимые в обзоре хронограммы были измерены в начальной части динамического диапазона хронометрической системы. Представление о погрешностях измерений ЭОК PS-1/S1, ис-

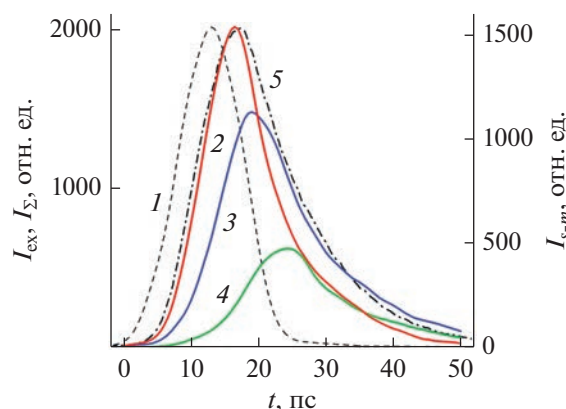


Рис. 3. Хронограммы импульсов накачки $I_{ex}(t)$ (кривая 1) и избранных s-компонент $I_{s-m}(t)$ с различными энергиями фотона: $\hbar\omega_s = 1.406$ (2), 1.396 (3), 1.387 эВ (4). Хронограмма интегрального по спектру s-излучения $I_{\Sigma}(t)$ (кривая 5).

пользовавшейся в экспериментах, дано в [18]. При измерении в расчет принимались только те акты накачки, для которых отклонения энергии импульса накачки от заданного значения не превышали $\pm 5\%$. Накопление данных продолжалось до тех пор, пока усредненные спектр или хронограмма не переставали с точностью 3% зависеть от числа импульсов накачки. При накоплении хронограмм осуществлялась автоматическая компенсация джиттера (нестабильности запуска линейной развертки) ЭОК [3, 19]. Сам же джиттер не превышал ± 4.5 пс.

3. КОГЕРЕНТНОСТЬ, РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ БРЭГГОВСКИЙ ОТРАЖАТЕЛЬ, ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ

В работе [20] было обнаружено, что практически с самого начала s-излучения его спектр модулирован интерференционной картиной, свидетельствующей о когерентности s-компонент. Хотя спонтанное излучение считается стохастическим, и его усиление не должно приводить к существенно когерентному стимулированному излучению. Причем отсутствует влияние отражения от торцов или зеркал, которое считается атрибутом когерентизации в лазере. Возникает уже поднимающийся в [3] вопрос для решения в будущем: каков механизм когерентизации спектральной компоненты собственного стимулированного излучения гетероструктуры.

Подробное объяснение образования интерференции в указанном случае приведено в [3, 21], поэтому здесь дадим лишь краткое пояснение. Поле в волноводе рассматривают как результат сложения парциальных волн (концепция Бриллюэна [22]). Применительно к волноводной гетеро-

структуре плоские однородные волны s-излучения, называемые парциальными, двигаются зигзагообразно, отражаясь от гетерограниц. Две наиболее интенсивные парциальные волны s-компоненты с длиной волны в вакууме λ_0 , распространяясь в диаметральной направлении в слое GaAs под углом β к гетерограницам навстречу друг другу, формируют почти стоячую волну. Ее пучности составляют решетку, удовлетворяющую граничным условиям, выявленным в [21]. Для получающейся решетки пучностей угол β должен удовлетворять соотношению

$$\sin \beta = k\lambda_0 / (2n_0d), \quad (3)$$

где d – толщина слоя GaAs, k – целое число, отчего решетка (точнее, угол β) может меняться только дискретно, что и подтвердилось экспериментально. Принимая для оценки, что $k = 1$, $\lambda_0 = 0.886$ мкм, $n_0 = 3.6$ – показатель преломления, получаем $\beta \approx 4.7^\circ$. Решетка узлов подобна решетке пучностей, но сдвинута в диаметральной направлении на $\lambda_0/4n_0\cos\beta$. Пучности создают локальные максимумы распределения интенсивности s-излучения в пространстве. В них заселенность энергетических уровней зоны проводимости обедняется s-излучением по сравнению с заселенностью в местоположении локальных минимумов интенсивности, т.е. узлов. В результате возникает модуляция распределения в пространстве плотности n неравновесных электронов. Из-за зависимости показателя преломления n_0 от плотности n возникает аналогичная модуляция n_0 в пространстве, которую можно рассматривать как модификацию брэгговской решетки.

Положительная обратная связь (ПОС) для излучения создается брэгговской решеткой, когда волна, рассеиваясь на периодических неоднородностях, меняет направление распространения на обратное. При этом все отраженные волны должны быть синфазны и интерферировать конструктивно. Условие такого отражения от периодической структуры выполняется для лучей обоих направлений. В результате возникают две связанные волны одинаковой частоты, распространяющиеся в противоположных направлениях. Таким образом, периодическая решетка создает обратную связь в обоих направлениях и на всей протяженности решетки. Этот эффект реализуется, если один из оптических параметров среды промодулирован в направлении распространения волны по какому-либо периодическому закону, причем период a модуляции удовлетворяет условию Вульфа–Брэгга

$$a = m_1\lambda_0 / (2n_0), \quad (4)$$

где m_1 – целое число. В направлении вдоль любой из траекторий, для которых угол β удовлетворяет соотношению (3), набор перпендикулярных ей

пучностей и узлов вызывает осцилляции n_0 в пространстве с периодом

$$a_1 = \lambda_0 / (2n_0). \quad (5)$$

Выражение (5) – это условие Вульфа–Брэгга для $m_1 = 1$. Следовательно, набор пучностей и узлов наводит брэгговскую решетку модуляции показателя преломления n_0 , создающую ПОС для s-компоненты с длиной волны λ_0 , движущейся перпендикулярно плоскостям этой решетки. Благодаря ПОС эта s-компонента усиливается и создает локальный максимум (ЛМ) на спектре s-излучения. Брэгговская решетка должна способствовать появлению в спектре излучения помимо ЛМ при λ_0 еще других ЛМ, приблизительно разделенных с ним интервалами, кратными

$$\xi_B = hc_0 / 2n_0l \text{ (эВ)}, \quad (6)$$

где l – длина участка траектории s-компонент, движущихся под углом β , между двумя последовательными их отражениями от гетерограниц, h – постоянная Планка, c_0 – скорость света в вакууме.

Так создается конструктивная интерференция, усиливающая определенные выше s-компоненты. Во время максимума излучения распределенный брэгговский отражатель (РБО) “размывается”, а на спаде излучения РБО образуется вновь, но уже создающий ПОС для тех s-компонент, для которых на фронте интерференция была деструктивной и которые двигаются под слегка отличным углом. В итоге все s-компоненты, интегральные по времени, распространявшиеся под двумя углами, близкими к 4.7° , окажутся усиленными созданной РБО конструктивной интерференцией. По оценкам, опирающимся на экспериментальные данные, коэффициент отражения РБО этих s-компонент равен $R_B \approx 0.36$ при условиях, указанных в работе [21].

В согласии с образованием РБО с $k = 1$ и $\beta = 4.7^\circ$, движение в слое GaAs наиболее интенсивной части s-излучения под близким углом $\beta \approx 5^\circ$ следовало и из измеренной в [23] диаграммы направленности s-излучения (рис. 4). Согласно диаграмме s-излучение максимальной энергии выходило из торца образца под углом к гетерограницам $\varphi \approx 20^\circ$, как и следовало по закону Снеллиуса: $n_0\sin\beta = \sin\varphi$.

4. ПОРОГ ВОЗНИКНОВЕНИЯ. СПЕКТР УСИЛЕНИЯ. СВЯЗЬ СТИМУЛИРОВАННОГО И СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ, ДЛИНА УСИЛЕНИЯ s-КОМПОНЕНТ

При пространственно неоднородном, например гауссовом, распределении интенсивности света накачки по сечению ее луча длины усиления различных спектральных компонент излучения должны быть различны. Это схематически пояснено на рис. 5. Он несколько сходен с рисун-

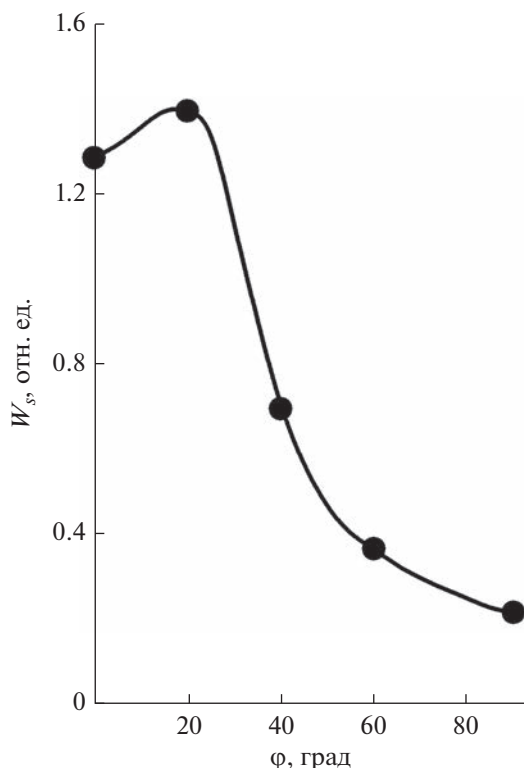


Рис. 4. Диаграмма направленности s-компоненты с $\hbar\omega_s = 1.379$ эВ; φ – угол, отсчитанный от нормали к плоскости эпитаксиального слоя.

ком из работы [24, рис. 1], в которой предполагалось, что неоднородное пространственное распределение накаченных носителей возникает из-за пространственно неоднородного распределения

интенсивности излучения при насыщении его усиления и стационарной накачке. На рис. 5 представлен фрагмент (кривая 1) близкого к гауссову распределения плотности неравновесных носителей заряда $n = p$ вдоль диаметра накаченной области GaAs. В термодинамически неравновесном состоянии этой области единого уровня Ферми для нее уже не существует, вместо него вводятся квазиуровни Ферми для электронов μ_e и для дырок μ_h (уже применявшиеся в разд. 1). С появлением неравновесных носителей в зоне проводимости и в валентной зоне происходит как бы “расщепление” первоначального уровня Ферми на два квазиуровня, μ_e и μ_h , каждый из которых смещается по направлению к своей зоне по мере возрастания плотности носителей [25]. Зависимость $\mu_e - \mu_h = f(z)$ отображает кривая 2 на рис. 5.

Когда при накачке разность квазиуровней Ферми увеличится настолько, что превысит ширину запрещенной зоны E_g , то создастся инверсия населенности электронами таких энергетических уровней зоны проводимости, при рекомбинации с которых электроны будут излучать фотоны спектрального диапазона (2) [4].

Инверсная заселенность обуславливает усиление излучения стимулируемой им излучательной рекомбинацией. Если при распространении вдоль слоя GaAs излучения диапазона (2) усиление превысит потери, то образуется стимулированное излучение. Отсюда очевидно, что оно должно возникать, когда энергия накачки достигнет порогового значения, требуемого для образования в спектре

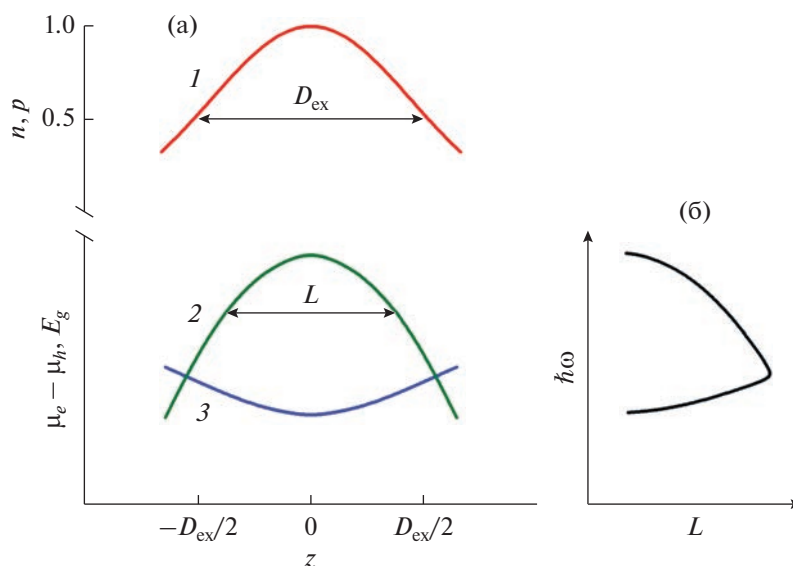


Рис. 5. Схемы: (а) распределения в пространстве плотности носителей заряда (1), разности квазиуровней Ферми ($\mu_e - \mu_h$) (2), ширины запрещенной зоны E_g (3), ожидаемых при гауссовом распределении интенсивности света накачки по сечению ее луча (z – координата точки, лежащей на диаметре накаченной области GaAs, D_{ex} – диаметр луча накачки); б – зависимости длины усиления L s-компоненты от энергии ее фотона $\hbar\omega$.

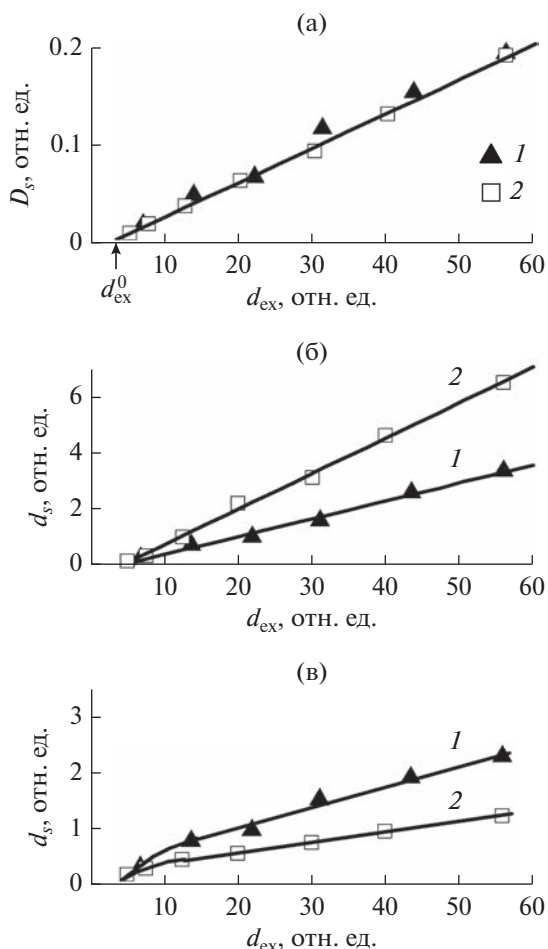


Рис. 6. Зависимости плотности интегральной по спектру энергии s-излучения D_s (а), плотности энергии s-компоненты d_s при $\hbar\omega_s = 1.39$ (б) и 1.42 эВ (в) от плотности энергии возбуждающего импульса d_{ex} при $\hbar\omega_{ex} = 1.485$ эВ и $D_{ex} = 0.2$ (1), 0.7 мм (2).

фундаментального поглощения света области необходимого усиления света. Оба условия выполнялись для s-излучения. Пороговый характер образования s-излучения был экспериментально подтвержден, в частности, в работе [26] и на рис. 6. На рисунке – $d_{ex} = W_{ex}/S$ – плотность энергии накачки, $d_s = W_s/S$ – плотность интегральной по времени энергии s-компоненты, $D_s = W_{s-\Sigma}/S$ – плотность энергии s-излучения ($W_{s-\Sigma}$ – интегральная по спектру и во времени энергия s-излучения, $S = \pi D_{ex}^2/4$). На рис. 7 [27] символами и кривой 3 показан спектр коэффициента поглощения зондирующего импульса света $\alpha(\hbar\omega)$, включающий область усиления и измеренный при времени задержки $\tau_d = -3$ пс.

Из-за кулоновского взаимодействия носителей происходит перенормировка (сужение) запрещенной зоны [28]

$$\Delta E_g \sim n^{1/3}. \quad (7)$$

Перенормировка запрещенной зоны наблюдалась в ряде наших работ, в частности в [29]. С учетом перенормировки зависимость $E_g(z)$ выглядит подобно кривой 3 на рис. 5. Замкнутая область, ограничиваемая кривыми 2 и 3, удовлетворяет условию (2) и позволяет представить, как меняется длина усиления L s-компоненты при изменении энергии ее фотона $\hbar\omega$. Соответствующую форму зависимости $L(\hbar\omega)$ схематично иллюстрирует кривая на рис. 5б. Спектр длин усиления $L(\hbar\omega)$ был определен в [27] и уточнен в [30] следующим образом.

На рис. 7 показаны интегральные по времени экспериментальные спектры: стимулированного излучения $W_s(\hbar\omega)$, кривая 1, и спонтанного излучения $W_{sp}(\hbar\omega)$, кривая 2. Была измерена часть спонтанного излучения, выходящего приблизительно ортогонально плоскости эпитаксиальных слоев настолько совершенной гетероструктуры, что рассеиваемая в том же направлении часть стимулированного излучения была много меньше. Указанный выше спектр $W_s(\hbar\omega)$ в действительности является суммой спектров стимулированного и спонтанного излучений. В том спектральном диапазоне, где усиление излучения значительно, вкладом спонтанного излучения пренебрегалось из-за его малости по сравнению со стимулированным излучением. Но та коротковолновая часть спектра $W_s(\hbar\omega)$, где усиления нет, а есть поглощение света, представляет собой спонтанное излучение. То есть в этой “коротковолновой” спектральной области спектры $W_s(\hbar\omega)$ и $W_{sp}(\hbar\omega)$ должны быть одинаковы. Чтобы это выполнялось, спектр $W_{sp}(\hbar\omega)$, измеренный еще в 1996 г. в другой работе нежели спектр $W_s(\hbar\omega)$, был соответственно отнормирован. В том, что на рис. 7 коэффициент $\alpha = 0$ при $\hbar\omega = 1.42$ эВ, а спектры еще немного отличались, пока было $\hbar\omega \leq 1.434$ эВ, нет противоречия. Дело в том, что вблизи последней энергии фотона была сначала расположена коротковолновая граница мгновенного спектра стимулированного излучения, которая со временем из-за перенормировки E_g сдвигалась вместе со спектром в длинноволновую сторону [20]. Спектр усиления 3 (при $\alpha < 0$) был измерен, когда его коротковолновая граница уже сместились в длинноволновую сторону до $\hbar\omega \approx 1.42$ эВ.

Экспериментальный спектр усиления отличается “выжженным” s-излучением провалом от того расчетного спектра, кривая 4 на рис. 7, какой бы был при фермиевском распределении носителей заряда. Наличие провала свидетельствует о насыщении усиления, в условиях которого излучение должно усиливаться, не экспоненциально, а линейно согласно [5, 6]. Этому отвечает и то, что, как описано далее в разд. 13, на фронте интенсивность s-излучения только в самом начале растет экспоненциально, а затем интенсивность

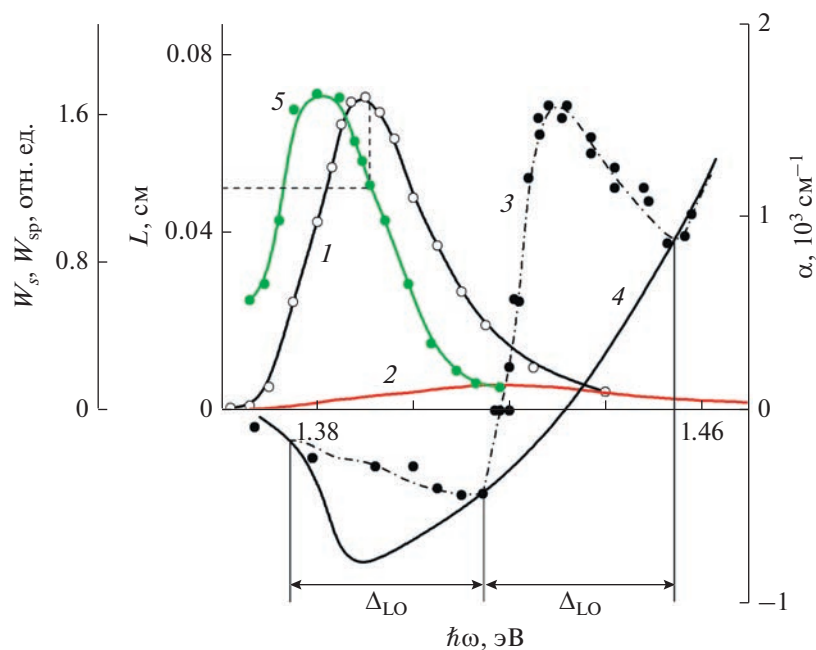


Рис. 7. Интегральные по времени спектры: кривая 1 – энергии симулированного излучения $W_s(\hbar\omega)$, кривая 2 – энергии спонтанного излучения $W_{sp}(\hbar\omega)$; кривая 3 – спектр поглощения зондирующего импульса света, измеренного при $\tau_d = -3$ пс, $\alpha(\hbar\omega)$; кривая 4 – расчетный спектр поглощения при фермиевском распределении ЭДП; кривая 5 – спектр длины усиления L .

увеличивается со временем линейно. В согласии с этим и с рассмотрением провала в [3] очевидно, что насыщение усиления имеет место на протяжении большей части времени s-излучения, и поэтому можно принять, что приблизительно при $\hbar\omega < 1.42$ эВ выполняется соотношение

$$W_s \approx -\alpha L W_{sp}. \quad (8)$$

Получаемый с помощью (8) спектр длины усиления

$$L \approx W_s / (-\alpha W_{sp}) = f(\hbar\omega) \quad (9)$$

представлен на рис. 7 (кривая 5). Установлено, что s-компонента, длина усиления которой равна диаметру D_{ex} , расположена в области максимума спектра s-излучения (разд. 12). Как показано на рис. 7 (штрихпунктир), подобное справедливо для полученного спектра длин усиления. Этим дополнительно подтверждается его реалистичность.

В работе [30] в выражение, связывающее W_s , W_{sp} , α и L , был добавлен член, учитывающий коэффициент R_B отражения s-излучения, создаваемого РБО (см. разд. 3). Выражение, из которого стало определяться L , приобрело вид

$$W_s = -\alpha W_{sp} (1 + R_B) L. \quad (10)$$

Спектр длины усиления s-компоненты $L(\hbar\omega)$ с поправкой на коэффициент R_B приведен далее.

Приемлемость сделанной поправки и включающего ее выражения (10) для оценки L была доказана еще и удовлетворительным совпадением в

[30] следующих трех зависимостей характерного времени релаксации:

1) s-излучения, интегрального по спектру, в функции от диаметра луча накачки D_{ex} , приравняемого к диаметру активной области;

2) s-компоненты в функции от длины усиления L при $R_B \approx 0.38$;

3) другой s-компоненты в функции L при $R_B \approx 0.08$.

Эти зависимости, подробно представляемые далее в разд. 12, к тому же в хорошем согласии с теорией определяют остаточное характерное время релаксации. Наконец, как будет видно далее, оцениваемые по (10) значения L позволяют представить экспериментальные зависимости различных параметров s-излучения и его компонент в достаточно простой и объяснимой аналитической форме. Вышеописанное к тому же эмпирически подтверждает реалистичность представления стимулированного излучения как усиленного спонтанного.

5. НАСЫЩАЮЩЕЕСЯ СУЖЕНИЕ СПЕКТРА СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ GaAs

По мере увеличения плотности d_{ex} заселенность электронов на дне зоны проводимости становится инверсной. Когда созданное инверсией усиление спонтанного излучения превысит потери, тогда появится s-излучение. Сначала оно со-

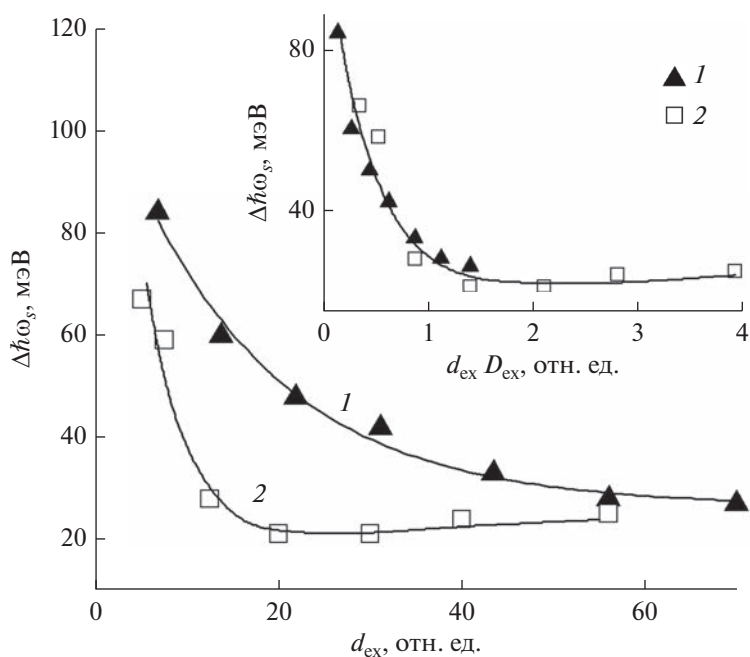


Рис. 8. Зависимость ширины $\Delta\hbar\omega_s$ спектра s-излучения от d_{ex} при $\hbar\omega_{ex} = 1.485$ эВ и $D_{ex} = 0.2$ (1) и 0.7 мм (2); на вставке – соответствующие зависимости $\Delta\hbar\omega_s$ от произведения $d_{ex}D_{ex}$.

здает на длинноволновом склоне спектра спонтанного излучения узкий выступ, который становится максимумом спектра $d_s(\hbar\omega_s)$, при дальнейшем увеличении d_{ex} s-излучение, как и создаваемый им максимум, растет, составляя все большую часть спектра $d_s(\hbar\omega_s)$ (см. [26], рис. 3б, 3а). Это сопровождается уменьшением ширины на полувысоте (FWHM) $\Delta\hbar\omega_s$ указанного спектра. По мере увеличения d_{ex} уменьшение $\Delta\hbar\omega_s$ замедляется и достигает насыщения (рис. 8).

Как видно из рис. 8, при изменении диаметра D_{ex} зависимость $\Delta\hbar\omega_s(d_{ex})$ менялась. При большем диаметре $D_{ex} = 0.7$ мм уменьшение $\Delta\hbar\omega_s$ при увеличении d_{ex} происходило существенно быстрее, и насыщение зависимости $\Delta\hbar\omega_s(d_{ex})$ наступало при меньшей d_{ex} , чем при $D_{ex} = 0.2$ мм. Однако изменение диаметра D_{ex} не влияло на то значение $\Delta\hbar\omega_s \approx 23$ мэВ, при котором уменьшение $\Delta\hbar\omega_s$ насыщалось. С последним значением $\Delta\hbar\omega_s$, при котором s-излучение уже определенно доминирует над спонтанным излучением, удовлетворительно согласуется значение $\Delta\hbar\omega_s = 24$ мэВ для спектра s-излучения [20, рис. 5, кривая 2]. Результаты измерений зависимостей $\Delta\hbar\omega_s = f(d_{ex})$ при диаметрах $D_{ex} = 0.2$ и 0.7 мм представлены рис. 8 (вставка) в виде функции $\Delta\hbar\omega_s = f(d_{ex}D_{ex})$. Обнаруживается, что при обоих диаметрах экспериментальные точки ложатся приблизительно на одну кривую. Каждую из трех зависимостей, представленных на рис. 8, грубо можно аппроксимировать экспонентой (на рисунке не показано).

Ширина $\Delta\hbar\omega_{s-m}$ спектров s-излучения в разные моменты времени внутри интервала $t = 6...32$ пс, тоже не превышала 24 мэВ в работе [20, рис. 3]. Уменьшение $\Delta\hbar\omega_s$ при увеличении диаметра D_{ex} и фиксированной d_{ex} , представленное на рис. 9, наблюдалось в [16]. Видно, что зависимость $\Delta\hbar\omega_s(D_{ex})$ не противоречит эмпирической зависимости $\Delta\hbar\omega_s(d_{ex}D_{ex})$.

О ширине $\delta\hbar\omega_s$ основания (по уровню 0.1 амплитуды) спектра излучения, когда в нем доминирует s-излучение, получены следующие данные. В работе [20] ширина $\delta\hbar\omega_{s-m}$ основания мгновенных спектров s-излучения, измеренных в реальном времени, не выходила за пределы 37...43 мэВ, хотя ширина $\delta\hbar\omega_s$ основания спектра, интегрального по времени, составила 49 мэВ. Последнее, по-видимому, связано с перенормировкой E_g из-за кулоновского взаимодействия носителей, очевидной из экспериментальных графиков, приводимых ниже, из рис. 5 в [31] и др. В [31] при возрастании $\hbar\omega_{ex}$ и фиксированной в каждой серии измерений плотности d_{ex} максимальная ширина $\delta\hbar\omega_s$ спектров излучения была в пределах 45...39 мэВ. Значения d_{ex} для разных серий отличались в шесть раз или менее. В упомянутых работах диаметр луча накачки составлял $D_{ex} = 0.6$ и 0.5 мм соответственно.

Объяснение приблизительного насыщения ширины спектра s-излучения гипотетически может быть следующим. По мере увеличения W_{ex} интенсивность s-излучения и вынужденная рекомбинация носителей (ВРН) растут. На каком-

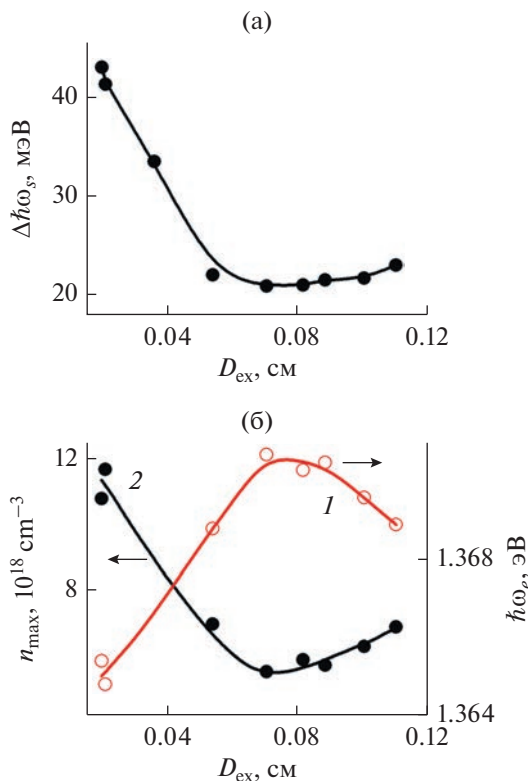


Рис. 9. Зависимость от диаметра D_{ex} : а – ширины спектра s-излучения $\Delta\hbar\omega_s$, б – энергии фотона $\hbar\omega_e \approx E_g$ (1) и максимальной плотности носителей n_{max} (2).

то этапе этого роста начнется требуемое для баланса ВРН и ЭТН обеднение инверсной населенности электронов по сравнению с той, которая бы была при их фермиевском распределении на дне зоны проводимости. Иными словами, произойдет “выжигание дыры” в области усиления в спектре поглощения света. Образующееся обеднение, или провал, населенности транслируется с периодом $\hbar\omega_{LO}$ вверх по зоне проводимости ($\hbar\omega_{LO}$ – энергия продольного оптического (LO) фонона). Когда ширина провала в инверсной населенности достигнет $\hbar\omega_{LO}$, то выше в зоне проводимости конец каждого провала совместится с началом следующего и дальнейшее уширение провалов прекратится (насытится) [32, рис. 1]. После этого инверсия населенности будет сконцентрирована в основном внутри области шириной $\sim\hbar\omega_{LO}$.

В итоге из-за трансляции обеднения инверсной населенности, требуемого для баланса ВРН и ЭТН, ширина спектра усиления и основания мгновенного спектра s-излучения не будет превышать $\Delta_{LO} \approx 40$ мэВ, что не противоречит приведенным выше значениям $\delta\hbar\omega_s$ в экспериментах,

$$\Delta_{LO} \approx \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h),$$

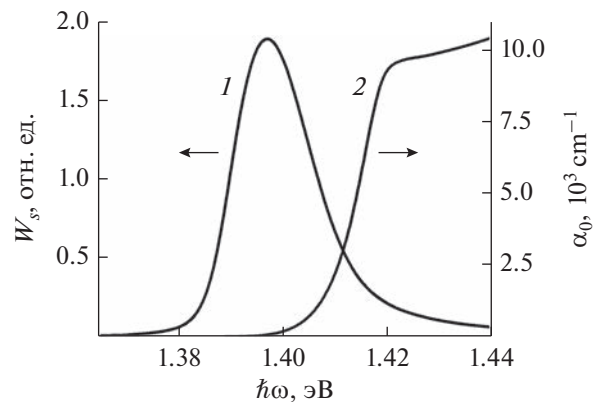


Рис. 10. Спектр s-излучения, интегрированный по времени (1), и спектр поглощения света в невозбужденном GaAs (2).

где m_e и m_h – эффективные массы электрона и тяжелой дырки соответственно. Описанная гипотеза согласуется также с экспериментально наблюдавшейся “дырой” в области усиления и с ее трансляцией в спектре фундаментального поглощения света, ограничивающей полосу усиления шириной Δ_{LO} (см. рис. 7). Согласуется гипотеза еще и с тем выводом анализа измеренных спектров просветления в работе [13] (см. разд. 1), что при s-излучении ширина спектральной области, где свет усиливается, ограничивалась величиной 38 мэВ $\sim\Delta_{LO}$. При поддерживаемой приблизительно фиксированной ширине основания $\delta\hbar\omega_s \approx 40$ мэВ спектр s-излучения имеет квазигансову форму (рис. 10, кривая 1), в соответствии с которой ширина спектра на полувысоте и должна быть, как наблюдалось в эксперименте, $\Delta\hbar\omega_s \approx 23$ мэВ.

Насыщающееся сужение ширины $\Delta\hbar\omega_s$ спектра s-излучения при неизменной плотности d_{ex} энергии накачки и возрастании диаметра ее луча D_{ex} можно связать, тоже гипотетически, и со следующим. Интенсивность накачки была максимальной в центральной части накачиваемой области, и там она была приблизительно одинаковой при всех D_{ex} . Пусть s-излучение движется с каждого участка у наружной границы накаченной области по диаметру, при этом большую часть пути в режиме насыщения усиления. Все лучи, диаметрально пересекающие накаченную область, фокусируются в ее центре. Благодаря этому в центральной части накаченной области s-излучение имеет максимальную интенсивность. При увеличении D_{ex} в накаченной области будет возрастать разогрев носителей заряда s-излучением, замедляющий их остывание. Влияние этого замедления на скорость ВРН, среднюю по активной области, оказывается сильнее, чем насыщающегося усиления s-излучения (см. далее, разд. 9). Об этом свидетельствует уменьшение максимальной ин-

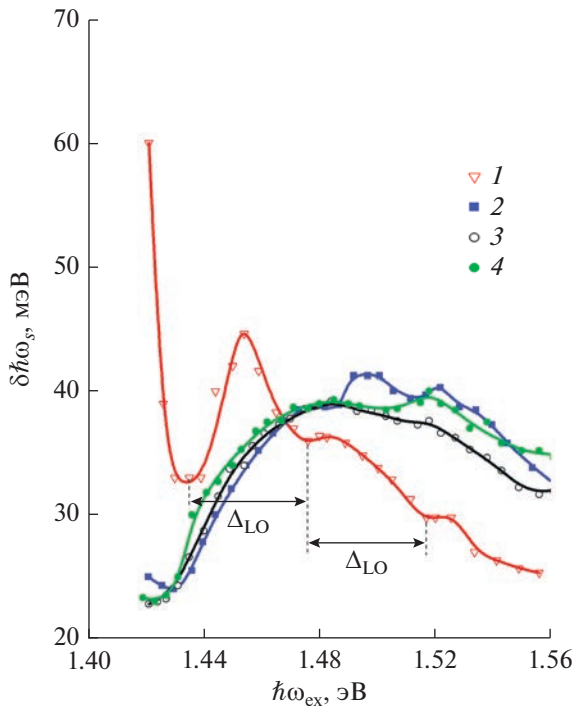


Рис. 11. Зависимость ширины спектра $\delta\hbar\omega_s$ от энергии фотона $\hbar\omega_{ex}$ при энергии накачки $W_{ex} = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.4 (3), 0.6 отн.ед. (4).

тенсивности $I_{\Sigma\text{-max}}$ s-излучения, средней по активной области, при увеличении D_{ex} (см. далее разд. 11). Но в центральной области скорость ВРН будет расти пока $D_{ex} < D_b \approx 0.7$ мм. Этот рост вызван тем, что от той добавки к площади активной области, которая создается при увеличении D_{ex} , возникает дополнительный вклад в интенсивность s-излучения в его фокусе. И пока $D_{ex} < D_b$, этот вклад преобладает над указанным выше ослаблением s-излучения из-за возрастания разогрева носителей. Происходящее таким образом при увеличении D_{ex} до D_b возрастание интенсивности s-излучения в центре области приводит к уменьшению ширины спектра s-излучения и насыщению при $\delta\hbar\omega_s \approx \Delta_{LO}$, $\Delta\hbar\omega_s \approx 23$ мэВ подобно тому, как описано выше для следствия увеличения W_{ex} . При $D_{ex} > D_b$ указанное уменьшение интенсивности s-излучения из-за разогрева носителей становится доминирующим уже и в центре области. Из-за этого скорость ВРН чуть уменьшалась, а ширина спектра незначительно возрастала (рис. 9а). Отметим далее еще два подтверждения формирующемуся представлению.

Энергия фотона $\hbar\omega_e$, условно определяющая длинноволновый край спектра s-излучения, и оцениваемая из него (см. разд. 7), максимальная в активной среде (и расположенная в ее центре) плотность n_{max} носителей менялись при увеличении

D_{ex} (см. рис. 9б, кривые 1 и 2). На том же рисунке видно, что изменение n_{max} с D_{ex} имеет сходство с изменением $\Delta\hbar\omega_s$. Это, в свою очередь, соответствует согласованности изменения n_{max} и $\Delta\hbar\omega_s$ согласно схеме на рис. 5.

На рис. 8 при $d_{ex} \approx 56$ отн. ед. ширина $\Delta\hbar\omega_s$ примерно одинакова при D_{ex} 0.2 и 0.7 мм. Поэтому исходя из отмеченного подобия графиков $n_{\text{max}}(D_{ex})$ и $\Delta\hbar\omega_s(D_{ex})$ на рис. 9 можно предположить, что при указанных D_{ex} и d_{ex} плотность n_{max} будет приблизительно одинаковой. Этому соответствует приблизительное равенство как амплитуд просветления на зависимости $\lg(T^1/T^0) = f(\tau_d)$ в [33, рис. 1] при $d_{ex} \approx 56$ отн. ед., так и ширины $\Delta\hbar\omega_s$ спектров s-излучения в [33, рис. 5] для двух указанных диаметров. Одновременно подтверждается определение n_{max} на основании измеренной $\hbar\omega_e$.

Наблюдавшееся насыщающееся сужение ширины спектра s-излучения слоя GaAs, подвергнутого оптической пикосекундной пространственно неоднородной накачке, имеет некоторое сходство с сужением спектра в теории [5] излучения в лазерной среде без резонатора при стационарной пространственно однородной накачке. В работе [5] получалось, что увеличение интенсивности излучения при возрастании длины l_1 его пути в одномерной активной среде приводит к пространственной неоднородности его усиления и изменению ширины его спектра. Согласно [5] ширина неоднородно суженной линии, что ближе к нашему случаю, по мере увеличения $Z_h = g_h l_1$ до ~ 10 (g_h – коэффициент ненасыщенного усиления) сужается и затем возрастает приблизительно до исходного уровня. В нашем же случае последующее возрастание ширины спектра было незначительным. Хотя, судя по обсуждаемым ниже графикам $\delta\hbar\omega_s(\hbar\omega_{ex})$ (рис. 11), при увеличении $\hbar\omega_{ex}$ зависимость $\Delta\hbar\omega_s(d_{ex})$ может несколько измениться (минимум стать глубже) по сравнению с показанной на рис. 8. Так что пока нам не известна теория, точно объясняющая изменение $\Delta\hbar\omega_s$ при увеличении d_{ex} или D_{ex} , экспериментально обнаруженное при пикосекундной накачке с пространственно неоднородной интенсивностью. Подчеркнем еще, что наблюдавшееся сужение спектра s-излучения при увеличении плотности энергии возбуждающего импульса противоположно тому, что происходило бы, если излучение было бы спонтанным. Спектр спонтанного излучения согласно расчетам [34] становится шире и распространяется в коротковолновую область при усилении накачки полупроводника.

Дополним уже сказанное выше о работе [31], где была измерена зависимость $\delta\hbar\omega_s(\hbar\omega_{ex})$ (см. рис. 11). Изменение $\delta\hbar\omega_s$ по мере возрастания $\hbar\omega_{ex}$

можно интерпретировать следующим образом. Сначала образование стимулированного излучения приводит к уменьшению $\delta\hbar\omega_s$. Малости $\delta\hbar\omega_s$ способствует близость энергетического уровня, на который накачивались электроны, к краю зоны проводимости, ограничивающая ширину полосы инверсии населенности. Далее этот уровень отодвигается от края зоны, и ширина полосы инверсии растет. Ее росту способствует и возрастание плотности накачиваемых носителей при увеличении $\hbar\omega_{ex}$. Рост $\delta\hbar\omega_s$ насыщался, достигнув значения $\delta\hbar\omega_s \approx 40$ мэВ. При еще больших $\hbar\omega_{ex}$, по-видимому, возрастающий разогрев накачиваемых электронов приводит к сужению полосы инверсии и $\delta\hbar\omega_s$. При $W_{ex} = 0.1$ отн. ед. зависимость $\delta\hbar\omega_s(\hbar\omega_{ex})$ (рис. 11, кривая 1) была модулирована с периодом Δ_{LO} , по-видимому, вследствие ВКР (вынужденного комбинационного рассеяния) света накачки, происходившего с участием LO-фононов. При увеличении W_{ex} от 0.1 до 0.2 отн. ед. и фиксированной $\hbar\omega_{ex} > 1.47$ эВ ширина $\delta\hbar\omega_s$ возрастала, видимо, из-за увеличения плотности носителей. При дальнейшем увеличении $W_{ex} > 0.2$ отн. ед. зависимость $\delta\hbar\omega_s(\hbar\omega_{ex})$ на рис. 11 почти не менялась. Отметим, что при $\hbar\omega_{ex} = 1.485$ эВ возрастание $\delta\hbar\omega_s$ при увеличении W_{ex} от 0.1 до 0.2 отн. ед. небольшое и с ним согласуется некоторое возрастание $\Delta\hbar\omega_s$ при увеличении $d_{ex} > 20$ отн. ед., наблюдавшееся при накачке с этой энергией фотона (см. рис. 8).

Таким образом, эмпирически установлено: а) следуя какой закономерности (ее можно грубо аппроксимировать экспонентой) и до какого предела уменьшение ширины спектра усиленного спонтанного излучения происходит при увеличении энергии и диаметра луча импульса накачки; б) роль изменения энергии и диаметра приблизительно эквивалентна; в) при фиксированной плотности энергии накачки и увеличении диаметра изменение ширины спектра и изменение плотности носителей происходят одно подобно другому; г) насыщенная ширина основания спектра излучения близка к Δ_{LO} ; д) как на ширину спектра влияет энергия фотона накачки; видно, что до насыщения ширины спектра на нее влияет много факторов.

Интерпретация этих спектральных явлений s-излучения, согласующихся с другими эффектами s-излучения, пока только качественная, гипотетическая и неполная.

6. ПОРОГОВОЕ СОСТОЯНИЕ ЭДП, СВЯЗЫВАЮЩЕЕ ЕЕ ПЛОТНОСТЬ С ТЕМПЕРАТУРОЙ

Как показано в [1 и др.], s-излучение поддерживает ЭДП в состоянии, близком к пороговому,

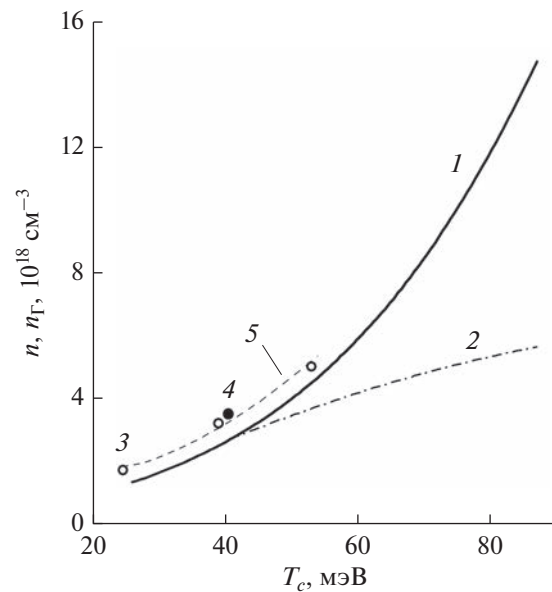


Рис. 12. Расчетная (кривая 1) и экспериментальная (точки 3 [10] и 4 [13]) зависимости полной плотности электронов n от температуры T_c , кривая 2 — зависимость плотности электронов n_{Γ} в долине Γ_6 от температуры T_c ; кривая 5 — аппроксимация экспериментальных данных 3, 4 зависимостью $n \sim T_c^{3/2}$.

поскольку ограничивает плотность носителей. В пороговом состоянии расстояние между квазиуровнями Ферми электронов μ_e и дырок μ_h равно ширине запрещенной зоны E_g , и выполняется условие электронейтральности:

$$\mu_e - \mu_h \approx E_g, \quad n = n_{\Gamma} + n_L = p, \quad (11)$$

где p — суммарная плотность тяжелых и легких дырок; n , n_{Γ} и n_L — плотность электронов соответственно полная и в долинах Γ_6 и L_6 . В приближении (11) возникает взаимосвязь между плотностью n и температурой T_c ЭДП [35] (рис. 12, кривая 1), там же представлена экспериментальная зависимость, близкая к расчетной (символы 3, 4). Последнее подтверждает допустимость приближения, что во время s-излучения можно считать ЭДП находящимся в пороговом состоянии. Экспериментальные значения n и T_c были получены в работах [10, 13] с помощью подгонки расчетных спектров просветления к экспериментальным. Расчетная и экспериментальная зависимости удовлетворительно аппроксимируются зависимостью [36]

$$n - n_{th} = k(T_c - T_R)^{3/2} \quad (12)$$

($k = \text{const}$) с незначительно отличающимися n_{th} — пороговой для возникновения s-излучения плотностью ЭДП и T_R .

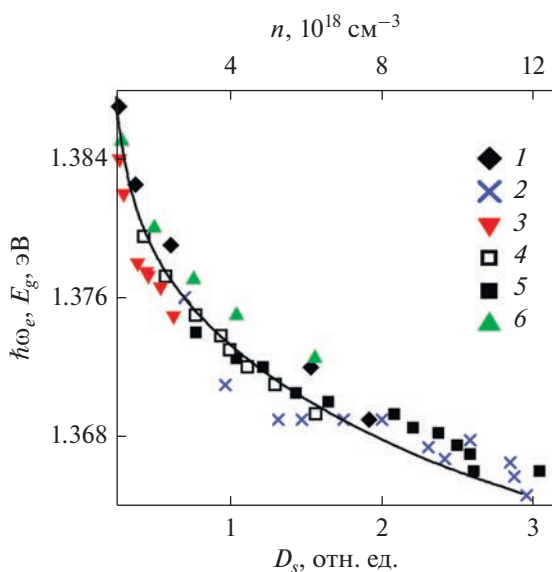


Рис. 13. Экспериментальные зависимости энергии фотона $\hbar\omega_e$ (точки 1–6) от плотности энергии s-излучения D_s при различных параметрах возбуждающего импульса света (табл. 1); расчетная зависимость ширины запрещенной зоны E_g от плотности n при пороговом состоянии ЭДП (сплошная кривая).

Прямое подтверждение взаимосвязи плотности n с температурой T_c получено в работе [37]. Было измерено просветление $\lg(T^1/T^0)$ в зависимости от времени задержки τ_d при облучении GaAs наряду с возбуждающим импульсом одновременно дополнительным греющим импульсом с энергией фотона $\hbar\omega < E_g$. Обнаружено, что на зависимости

$$\lg(T^1/T^0) = f(\tau_d)$$

существенно увеличивался обратимый вклад (см. [37, рис. 2] или [1, рис. 15]). Этот результат показал, что обратимый вклад в просветление связан с обратимым разогревом ЭДП и соответствующим увеличением ее плотности, которое обеспечивает выполнение условия (11). Здесь можно упомянуть еще и следующее подтверждение. В [38] было обнаружено, что величина просветления в области

значительных обратимых изменений прозрачности GaAs определяется интенсивностью возбуждающего импульса и практически не зависит от предшествующего светового воздействия на образец [1, рис. 19, 20].

7. ЗАВИСИМОСТЬ ДЛИННОВОЛНОВОЙ ГРАНИЦЫ СПЕКТРА ОТ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ s-ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТОБРАЖАЮЩАЯ ПЕРЕНОРМИРОВКУ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ИЗ-ЗА КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НОСИТЕЛЕЙ

В работе [35] была экспериментально обнаружена связь между длинноволновой границей $\hbar\omega_e$ спектра и плотностью D_s энергии s-излучения. Зависимость $\hbar\omega_e(D_s)$ представлена на рис. 13 при различных параметрах возбуждающего импульса света (табл. 1).

Изменение параметров возбуждающего импульса, естественно, сопровождалось изменением плотности и температуры ЭДП, тогда как разогревом кристаллической решетки можно пренебречь. Примеры интегральных по времени спектров s-излучения иллюстрирует в полулогарифмическом масштабе рис. 14 [35]. Видно, что длинноволновый склон спектра сдвигается в длинноволновую сторону при увеличении площади под спектральной кривой, т.е. при увеличении энергии $W_{s-\Sigma}$, а значит, и плотности D_s . Сдвиг длинноволнового края спектра характеризовался изменением условно определявшей этот край энергии фотона $\hbar\omega_e$. Она определялась из условия, что при энергии фотона $\hbar\omega_e$ величина W_s/D_{ex}^2 имеет фиксированное значение, немного превышающее нулевое (см. рис. 14). Аналогичный метод определения края спектра $\hbar\omega_e$ использовался в работах [39, 40].

Предполагалось, что $\hbar\omega_e \approx E_g$ и, соответственно, сдвиг длинноволнового края спектра отображает сужение ΔE_g запрещенной зоны, происходящее из-за кулоновского взаимодействия между носителями заряда [40, 41]. Оценки, выполненные с помощью формул, приведенных в [42], по-

Таблица 1. Параметры возбуждающего импульса света (см. рис. 13)

Номер кривой на рис. 13	D_{ex} , мм	d_{ex} , отн. ед.	$\hbar\omega_{ex}$, эВ
1	0.2	1...5.6	1.485
2	0.2	5.5	1.424...1.502
3	0.35	2.5	1.449...1.516
4	0.35	7.4	1.434...1.516
5	0.35	25	1.423...1.528
6	0.7	1...4.5	1.485

казали, что в сужение запрещенной зоны вклад корреляционной энергии мал. Тогда, с учетом только обменной энергии можно записать

$$\Delta E_g = 4/3(E_{ex}^e + E_{ex}^h), \quad (13)$$

где E_{ex}^e и E_{ex}^h – обменная энергия соответственно электрона и дырки:

$$\begin{aligned} E_{ex}^e &= -3e^2(3\pi^2 n_\Gamma)^{1/3}/4\pi\epsilon, \\ E_{ex}^h &= -3e^2\eta(3\pi^2 p)^{1/3}/4\pi\epsilon, \end{aligned} \quad (14)$$

e – заряд электрона, $\epsilon = 12.85$ – статическая диэлектрическая проницаемость, $\eta = 0.73$ – коэффициент, учитывающий “зацепление” легких и тяжелых дырок [43]. Зависимость $E_g = E_{g0} + \Delta E_g(n)$ была рассчитана по формулам (13), (14) и с учетом незначительного вклада корреляционной энергии. Этот расчет сделан в приближении порогового состояния ЭДП, при котором плотность, температура и распределение неравновесных электронов по долинам однозначно взаимосвязаны (см. разд. 6). Обнаружилось, что график рассчитанной зависимости $E_g(n)$ и график зависимости $\hbar\omega_e(D_s)$ можно совместить так, что они будут представлены одной сплошной кривой (см. рис. 13). Для “привязки” расчетной зависимости $E_g(n)$ к экспериментальной $\hbar\omega_e(D_s)$ принималось, что $E_g = \hbar\omega_e = 1.382$ эВ при $n \approx 1.32 \times 10^{18}$ см⁻³. Тогда ширина запрещенной зоны невозбужденного GaAs будет равна $E_{g0} = 1.407$ эВ, что примерно согласуется с энергией фотона длинноволнового края спектра излучения “невозбужденного” GaAs [44, 45]. Указанное совпадение расчетной и экспериментальной зависимостей получено, несмотря на то что в расчете не учитывалось изменение обменной энергии с температурой, как и в [40, 46]. Видимо, это не приводит к существенным погрешностям в наших условиях, когда электроны вырождены, а состояние дырок промежуточное между вырожденным и бальмовским. Зависимость $E_g(n)$ оказалась слабой при больших плотностях n . Это связывается с тем, что при наличии s-излучения увеличение плотности n приводит к увеличению температуры ЭДП, так что все большая часть электронов оказывается в L_6 -долине, тогда как сужение запрещенной зоны определяется в основном электронами Γ_6 -долины (см. рис. 12). Удовлетворительное совпадение указанных экспериментальной и расчетной зависимостей свидетельствует в пользу правильности этого предположения.

Значение $\hbar\omega_e$ соответствует максимально достигнутому во время s-излучения сужению E_g , происходившему, когда плотность фотогенерированных пар электронов и дырок становилась максимальной. Поэтому из описанного совпадения зависимостей $\hbar\omega_e(D_s)$ и $E_g(n)$ вытекает эмпирический вывод, что при $D_{ex} = 0.2...0.35$ мм плот-

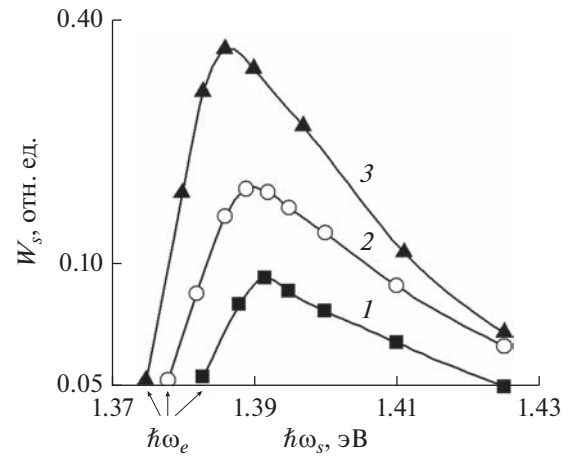


Рис. 14. Спектры s-излучения при $D_{ex} = 0.35$ мм: кривая 1 – $d_{ex} = 2.5$ отн. ед., $\hbar\omega_{ex} = 1.455$ эВ; 2 – $d_{ex} = 2.5$ отн. ед., $\hbar\omega_{ex} = 1.485$ эВ; 3 – $d_{ex} = 7.4$ отн. ед., $\hbar\omega_{ex} = 1.455$ эВ; стрелками отмечено положение длинноволнового края спектров $\hbar\omega_e$.

ность энергии s-излучения D_s приближенно пропорциональна плотности фотогенерированных пар электронов и дырок, максимально достигнутой во время импульса s-излучения:

$$D_s \sim p_{max} = n_{max} = n_{\Gamma-max} + n_{L-max}. \quad (15)$$

При $D_{ex} = 0.7$ мм наблюдалось систематическое отклонение экспериментальных точек $\hbar\omega_e(D_s)$ от расчетной зависимости $E_g(n)$. Отклонение возрастало при увеличении D_s . Правильность зависимости $E_g(n)$ подтверждена в данном обзоре еще и разнообразными примерами согласования экспериментальных зависимостей с теми расчетными, которые были получены при использовании указанной $E_g(n)$. Отмеченное отклонение вызвано описанным в разд. 5 уменьшением максимальной плотности носителей n_{max} при увеличении D_{ex} (см. рис. 9, кривая 2). То есть отклонение указывает на то, что соотношение между D_s и n_{max} зависит еще и от диаметра D_{ex} .

Подобие зависимостей $\hbar\omega_e(D_s)$ и $E_g(n)$ подтверждает и демонстрирует перенормировку запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия носителей, а также подтверждает правомочность приближения порогового состояния ЭДП.

Отметим, что изменение ширины запрещенной зоны E_g в GaAs исследовалось в заметном числе работ (см., например, [28, 39, 40, 46–49]). Во всех этих работах температура носителей заряда не поднималась выше 300 К, электроны зоны проводимости считались сосредоточенными в Γ_6 -долине, и при этих условиях не должно быть интенсивного стимулированного излучения. Так что в указанных работах не рассматривали изме-

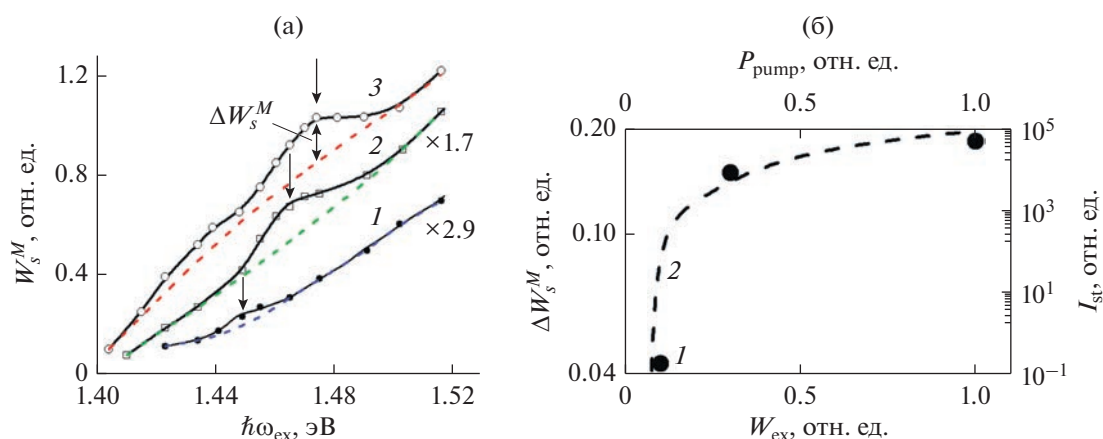


Рис. 15. Зависимость энергии W_s^M в максимуме спектра от энергии фотона $\hbar\omega_{ex}$ (а) при $D_{ex} = 0.35$ мм и плотности $d_{ex} = 2.5$ (1), 7.4 (2), 25 отн. ед. (3), стрелками указаны максимумы усиления s-излучения в результате ВКР; б — зависимость ΔW_s^M от W_{ex} (1) и типичная зависимость интенсивности I_{st} стоксовой гармоники (кривая 2), усиливаемой ВКР в кювете с нитробензолом длиной 10 см, от мощности лазерной накачки P_{pump} [51].

нение E_g в описанном выше аспекте (при s-излучении и пороговом состоянии ЭДП).

8. ВКР С УЧАСТИЕМ ОПТИЧЕСКИХ ПЛАЗМОНОВ

Допустимость использования приближения “порогового” состояния ЭДП подтвердилась и в обнаруженном ВКР света накачки и s-излучения, происшедшем при участии связанных колебаний оптического плазмона и LO-фона (далее — оптический плазмон). В работе [50] изучалось изменение спектра $W_s(\hbar\omega_s)$ s-излучения при изменении энергии фотонов накачки $\hbar\omega_{ex}$ и фиксированной плотности d_{ex} энергии возбуждающего импульса. На кривых зависимости энергии в максимуме спектра W_s^M от $\hbar\omega_{ex}$ была обнаружена ступенеобразная особенность. При изменении плотности d_{ex} изменялась энергия фотона накачки, при которой располагалась на зависимости $W_s^M(\hbar\omega_{ex})$ вершина особенности (рис. 15а). Вершиной считается та точка особенности (излома) на спектре, где располагается максимум отрицательной кривизны. Эти особенности были интерпретированы как следствие усиления s-излучения в результате названного выше ВКР. Из условия $\hbar\omega_e \approx E_g(n)$ была определена по графику рис. 13 максимальная плотность n пар электронов и дырок при энергии возбуждающего фотона $\hbar\omega_{ex}$. На рис. 16 представлена экспериментальная зависимость разности $\hbar\omega_{ex} - \hbar\omega_s^m$ от n при трех плотностях d_{ex} энергии возбуждающего импульса ($\hbar\omega_s^m$ — энергия фотона, при которой располагается максимум спектра

s-излучения). На рис. 16 также представлена рассчитанная по формуле (16) зависимость энергии оптического плазмона $\hbar\omega_{op}$ от плотности n . Отклонение выделенных экспериментальных точек от этой расчетной зависимости незначительно. Таким образом, для найденных значений n экспериментально определенные энергии оптического плазмона $\hbar\omega_{op}$ не противоречили расчетной зависимости $\hbar\omega_{op}(n)$. ВКР представлялось как вертикальный переход электрона, происходящий при поглощении им фотона накачки, из максимума валентной зоны в виртуальное состояние зоны проводимости, затем переход этого электрона на дно зоны проводимости с излучением плазмона и переход электрона в валентную зону с излучением фотона. Переход (первый) электрона именно в виртуальное состояние объясняется требованием выполнения закона сохранения волновых векторов.

Напомним, что на начальном этапе спонтанного комбинационного рассеяния света накачки генерируется стоксова гармоника, и ее интенсивность растет линейно. Когда начинается ВКР, интенсивность стоксовой гармоники растет квазиэкспоненциально. На следующем этапе возрастание стоксовой гармоники стремится к насыщению. График, иллюстрирующий такое изменение стоксовой гармоники при ВКР, взятый из [51], представлен на рис. 15б. Дополнительный вклад в s-излучение, создаваемый ВКР, обозначен ΔW_s^M , выделен на рис. 15а и отложен в функции W_{ex} на рис. 15б. Видно, что зависимость $\Delta W_s^M(W_{ex})$ имеет вид, типичный для ВКР с насыщением.

Для расчета частоты связанных колебаний оптического плазмона и LO-фонона $\omega_{\text{оп}}$ использовались выражения (см., например, [52])

$$\omega_{\text{оп}}^2 = (\omega_{\text{LO}}^2 + \omega_p^2)/2 + [(\omega_{\text{LO}}^2 + \omega_p^2)^2 - 4\omega_p^2\omega_{\text{TO}}^2]^{1/2}/2, \quad (16)$$

$$\omega_p^2 = 4\pi e^2(n_{\Gamma}/m_e^{\Gamma} + n_L/m_e^L + p_h/m_{hh} + p_l/m_{lh})/\epsilon,$$

где m_e^{Γ} (см. ниже), $m_e^L = 0.4m_0$, $m_{hh} = 0.62m_0$, $m_{lh} = 0.075m_0$ – эффективные массы соответственно электронов в долине Γ_6 и в долине L_6 , тяжелых дырок и легких дырок, m_0 – масса покоя электрона, $\omega_{\text{LO}} = 292 \text{ см}^{-1}$ и $\omega_{\text{TO}} = 269 \text{ см}^{-1}$ – частоты оптических соответственно продольного и поперечного фононов. Учитывалось изменение массы $m_e^{\Gamma} = 0.074...0.088m_0$ при изменении n и T_c [53, Ф-ла (74)]. Приведенные значения эффективных масс электронов и дырок являются реалистичными, но их точное определение затруднительно по многим причинам: из-за разброса экспериментальных результатов, полученных в разных работах, из-за анизотропии масс (особенно в подзоне тяжелых дырок и в долине L_6), из-за непараболичности и гофрирования энергетических зон, из-за изменения “кажушейся” массы в результате обменного взаимодействия [44, 54–56]. Анизотропию масс следовало бы учитывать в соответствии с анизотропией волнового вектора плазмона, излучавшегося при ВКР. Волновой вектор плазмона равен разности волнового вектора возбуждающего фотона, приблизительно ортогонального слою GaAs (т.е. плоскости (100)), и волнового вектора фотона s-излучения, преимущественно параллельного поверхности слоя GaAs (т.е. лежащего в плоскости (100)). Значение m_e^L для долины L_6 было выбрано с приближенным учетом указанной анизотропии. При этом исходили из данных о циклотронной массе Ge [57], поскольку в GaAs и Ge эллипсоидальные изоэнергетические поверхности в L -долинах сходны.

Описанное исследование интегральных по времени спектров s-излучения, сконцентрированное на проявлении в них ВКР с участием плазмонов, еще раз экспериментально подтвердило следующее. При пикосекундном s-излучении в GaAs допустимо использование приближения порогового состояния многокомпонентной ЭДП. В этом приближении полная концентрация пар электронов и дырок, температура носителей и распределение электронов по долинам, сужение запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия носителей становятся однозначно взаимосвязанными (см. разд. 6 и 7). Кроме того, это исследование обнаружило активность s-излучения по отношению к ВКР. В согласии с этим позднее проявилось ВКР

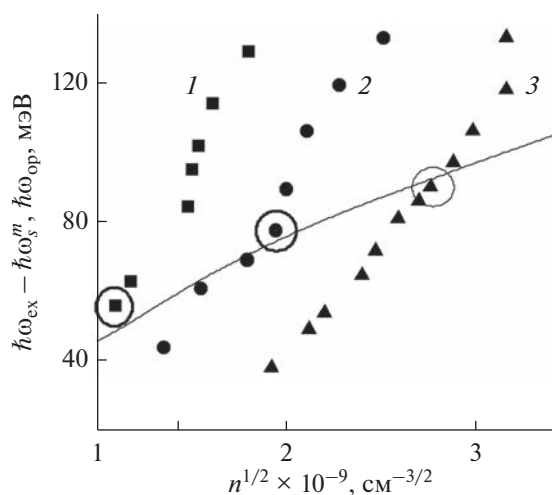


Рис. 16. Экспериментальная зависимость разности $\hbar\omega_{\text{ex}} - \hbar\omega_s^m$ от полной плотности n пар электронов и дырок при $D_{\text{ex}} = 0.35 \text{ мм}$ и $d_{\text{ex}} = 2.5$ (1), 7.4 (2), 25 отн. ед. (3); обведены кружочками точки с максимальным значением усиления s-излучения, вызванного ВКР (соответствующие им точки на рис. 15а указаны стрелками); сплошная линия – расчетная зависимость кванта энергии $\hbar\omega_{\text{оп}}$ связанных колебаний оптического плазмона и LO-фонона от n .

с участием света накачки, s-излучения и LO-фононов [3].

9. СВЯЗЬ ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН РЕЛАКСАЦИИ s-ИЗЛУЧЕНИЯ И ОСТЫВАНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

В работе [33] исследовалась пикосекундная релаксация обратимого просветления слоя GaAs. Измеренная корреляционным методом накачки-зондирования она отображала релаксацию заселенности носителями заряда энергетических уровней, располагавшихся в зонах проводимости и валентной и связанных прямым оптическим переходом. Характерное время той релаксации τ_b возрастало при увеличении диаметра луча накачки D_{ex} , производимого с сохранением плотности энергии накачки d_{ex} . Предположительное объяснение возрастания τ_b с D_{ex} базировалось, во-первых, на взаимосвязи плотности и температуры ЭДП в пороговом состоянии, во-вторых, на функциональной зависимости характерного времени остывания ЭДП в присутствии стимулированного излучения, теоретически определенной в [7]. В работе [15] при одном диаметре D_{ex} было измерено в реальном времени s-излучение и обнаружено, что оно релаксирует с характерным временем около 12 пс, совпадающем с его оценкой, которая тоже базировалась на положениях, названных выше.

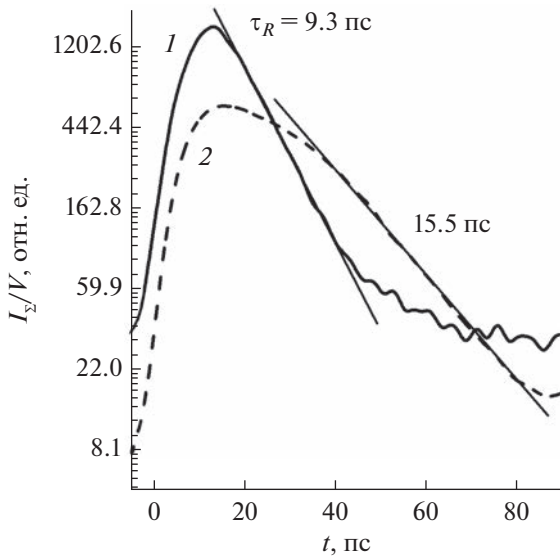


Рис. 17. Нормированные на объем V хронограммы s-излучения для $D_{ex} = 0.21$ (1) и 1.1 мм (2), представленные в полулогарифмическом масштабе; τ_R – характерное время релаксации s-излучения.

В [36] при фиксированной d_{ex} измерены зависимости от D_{ex} : 1) спектра s-излучения, интегрального по времени; 2) характерного времени τ_R релаксации s-излучения. Зависимость 1) позволила определить ширину запрещенной зоны, плотность и температуру неравновесных носителей заряда в функции от диаметра D_{ex} . Данные зависимостей 1) и 2) позволили выявить связь релаксации s-излучения с характерным временем τ_T остывания носителей заряда, экспериментально подтвердив аналитическое выражение характерного времени τ_R релаксации интенсивности s-излучения и плотности носителей заряда, основанное на этой связи.

Диаметр D_{ex} последовательно изменяли от 0.2 до 1.1 мм при $d_{ex} = \text{const}$. Измерение диаметра D_{ex} предварительно проводилось с помощью веб-камеры. При каждом фиксированном D_{ex} измерялись хронограммы следующих импульсов: s-излучения (интегрального по спектру) $I_\Sigma(t)$, накачки $I_{ex}(t)$ и опорного (p) $I_p(t)$. С помощью опорного импульса определялось взаимное распределение во времени импульсов накачки и s-излучения (подробнее см. в [29]).

На рис. 17 представлены хронограммы s-излучения при $D_{ex} = 0.21$ и 1.1 мм. Хронограммы нормированы на эффективный объем активной зоны $V = \pi D_{ex}^2 / 4$ (смысл нормировки пояснен далее). Релаксацию s-излучения в некотором интервале времени, в котором оно ослабевает более чем на порядок, можно аппроксимировать как экспоненциальную с характерным временем τ_R . Обна-

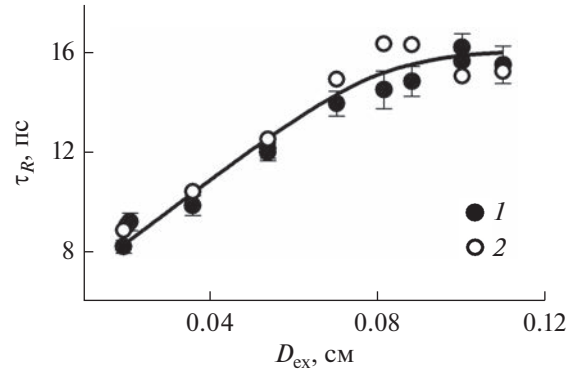


Рис. 18. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости времени τ_R от диаметра D_{ex} .

ружено возрастание τ_R при увеличении D_{ex} в диапазоне от 0.2 до 1.1 мм, насыщающееся в конце этого диапазона (рис. 18).

Допустимо предполагать, что, во-первых, в каждый момент времени вытекающая ортогонально эпитаксиальным слоям часть s-излучения пропорциональна, как и все s-излучение, скорости стимулированной излучательной рекомбинации носителей заряда; во-вторых, что последняя намного больше скорости других типов рекомбинации, которые поэтому можно не учитывать. Тогда измеряющуюся в эксперименте хронограмму s-излучения $I_\Sigma(t)$ связывает с плотностью ЭДП соотношение

$$\frac{I_\Sigma}{V} \propto \left| \frac{dn}{dt} \right|. \tag{17}$$

Отсюда следует, что графики $I_\Sigma/V = f(t)$ на рис. 17 одновременно иллюстрируют относительное изменение со временем t скорости стимулированной рекомбинации для двух диаметров D_{ex}

$$R_{st} = \left| \frac{dn}{dt} \right| = f(t).$$

В некотором интервале времени, с некоего момента, обозначим его t_0 , наблюдается экспоненциальное уменьшение I_Σ со временем t (см. рис. 17). Это можно представить в виде

$$\frac{I_\Sigma}{V} = \left[\frac{I_\Sigma}{V} \right]_{t=t_0} \exp(-(t - t_0)/\tau_R). \tag{18}$$

Соответственно, и скорость стимулированной рекомбинации в том же интервале времени, учитывая (17), уменьшается с тем же характерным временем τ_R

$$\frac{dn}{dt} = \left[\frac{dn}{dt} \right]_{t=t_0} \exp(-(t - t_0)/\tau_R). \tag{19}$$

Решением уравнения (19) является следующее выражение для плотности носителей:

$$n = (n_{t=t_0} - n_{th}) \exp(-(t - t_0)/\tau_R) + n_{th}. \quad (20)$$

В (20) учтено, что, когда плотность носителей спадает до n_{th} , s-излучение прекращается и носители далее уже не рекомбинируют стимулировано.

Из (20) видно, что плотность ЭДП релаксирует с характерным временем τ_R . Дифференцируя (20), получаем то же, по сути, выражение, что и (19), но в виде, общепринятом для рекомбинации:

$$\left| \frac{dn}{dt} \right| = \frac{n - n_{th}}{\tau_R}. \quad (21)$$

Из (21) следует, что скорость стимулированной пикосекундной рекомбинации определяется отношением той надпороговой части плотности ЭДП $\Delta n = n - n_{th}$, которая стимулированно рекомбинирует, к характерному времени ее релаксации τ_R . Напомним, что последнее определяется экспериментально как характерное время релаксации s-излучения. Объяснение, чему соответствует время t_0 , дано далее в разд. II.

Для разных типов безызлучательной рекомбинации и спонтанной излучательной рекомбинации время τ_R в формуле, подобной (21), отличается определяющим его выражением [58].

Изменение τ_R с D_{ex} (см. рис. 18) можно интерпретировать с помощью следующего представления, использовавшегося в [15] и еще ранее при рассмотрении релаксации просветления фотонакачественного слоя GaAs [33]. Как объяснялось в разд. 6, s-излучение поддерживает ЭДП в состоянии, близком к пороговому, что позволяет использовать аппроксимацию (12).

Из соотношений (12) и (20) элементарно математически выводится, что температура T_c релаксирует экспоненциально с характерным временем τ_T , которое связано с τ_R соотношением

$$\tau_R \approx (2/3) \tau_T. \quad (22)$$

В теории [7], разработанной практически для тех же условий, что и в анализируемом эксперименте, было учтено следующее. Интенсивное стимулированное излучение приводит к дополнительному разогреву ЭДП, замедляющему ее охлаждение. В [7] было получено следующее аналитическое выражение для характерного времени релаксации температуры ЭДП в GaAs при наличии интенсивного собственного стимулированного излучения:

$$\tau_T \approx \left(A + B \tau_p T_c^{1/2} E_g \right) \tau_h. \quad (23)$$

Подставляя это выражение в (22), получаем аналитическое выражение для времени τ_R , отличающееся от (23) только числовым коэффициентом:

$$\tau_R \approx (2/3) \left(A + B \tau_p T_c^{1/2} E_g \right) \tau_h, \quad (24)$$

здесь $A = 6.3$, $B = 0.36$; $\tau_h \approx 0.8$ пс – время релаксации энергии ЭДП за счет эмиссии оптических фононов с учетом разогрева последних [59], τ_R , τ_p , τ_h измеряются в пс, T_c – в К, E_g – в эВ. Для лучшего согласия с экспериментом значения A и B незначительно изменены по сравнению с полученными в [7]: $A = 6.2$ и $B = 0.34$. Первое слагаемое в выражении (24) учитывает разогрев ЭДП, связанный с тем, что энергия носителей заряда, участвующих в стимулированной рекомбинации, меньше средней энергии носителей в ЭДП. Второе слагаемое учитывает разогрев ЭДП из-за внутризонного поглощения собственного излучения. Отметим, что совместное влияние на T_c и n обоих механизмов разогрева наблюдалось, например, в [38], а только внутризонного поглощения света – в [37]. Время τ_p – это характерное время движения фотона излучения в активной среде, пока фотон не покинет эту среду или не будет поглощен:

$$\tau_p^{-1} \approx c n_0^{-1} (\gamma + D_{ex}^{-1}), \quad (25)$$

где $\gamma = \sigma n$ – коэффициент внутризонного поглощения света, $\sigma = 1.5 \times 10^{-17}$ см² [44].

Максимальную плотность ЭДП $n_{max} = p_{max}$ при каждом D_{ex} определяли с помощью $\hbar\omega_e$ и расчетной зависимости $E_g = f(n)$, предполагая, что при фиксированном D_{ex} предельно суженная ширина запрещенной зоны – это $E_{g-min} \approx \hbar\omega_e$ (см. разд. 7). Полученные указанным путем из эксперимента значения $\hbar\omega_e$ и n_{max} представлены в функции D_{ex} в работе [36, рис. 5]. Как и в [15, 33], в формулу (24) будем подставлять параметры, соответствующие средней плотности электронов за время релаксации излучения $n_{av} = (n_{max} + n_{th})/2$. Соответствующие n_{av} значения температуры T_c , определялись из проведенной через экспериментальные точки зависимости $n(T_c)$ (см. рис. 12, штриховая линия). Подставляя полученные параметры в формулу (24), рассчитывали значения τ_R , представленные на графике $\tau_R(D_{ex})$ (рис. 18, светлые кружочки). Видно, что экспериментальные и расчетные значения τ_R близки. Это согласие является доказательством связи времени остывания носителей заряда и релаксации s-излучения. Таким образом, используя формулу (24), удается получить правильную оценку времени τ_R и его зависимости от диаметра D_{ex} . Отметим, что выше определялось приблизительно среднее экспериментальное и среднее оценочное характерное время релаксации s-излучения. Однако в течение релаксации s-излучения взаимосвязанные параметры E_g , T_c и τ_p

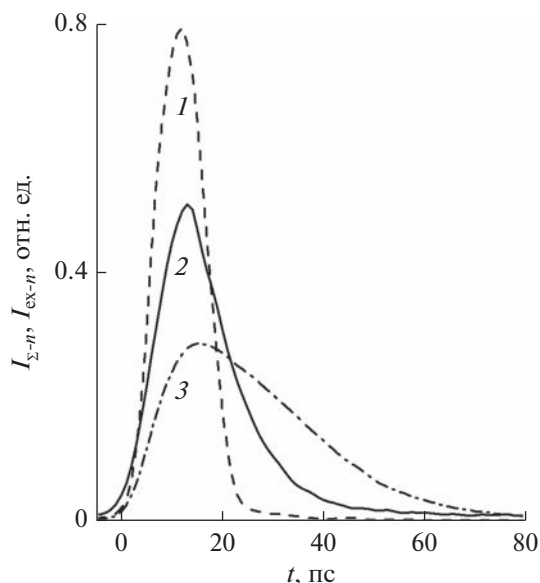


Рис. 19. Нормированные хронограммы накачки $I_{ex-n}(t)$ (кривая 1), а также s-излучения $I_{\Sigma-n}(t)$ при $D_{ex} = 0.21$ (2) и 1.1 мм (3).

меняются, поэтому в соответствии с (24) может меняться и τ_R . В первом приближении это не учитывалось. Добавим, что релаксация просветления, представленная в работе [36, рис. 6], тоже позволяет считать, что характерное время релаксации надпороговой части плотности ЭДП $\Delta n = n - n_{th}$ не противоречит (24).

В итоге экспериментально обнаружено увеличение характерного пикосекундного времени τ_R релаксации как s-излучения, так и плотности носителей n , происходившее при увеличении диаметра импульса накачки. Плотность энергии импульса накачки была фиксированной. Предложенное аналитическое выражение для τ_R согласуется с экспериментальными результатами и является функцией характерного времени релаксации температуры τ_T фотонакаченных носителей. Время τ_T было определено в [7] с учетом нагрева носителей, вызванного излучением. Этот экспериментальный результат позволяет считать, что на спаде s-излучения его интенсивностью “управляет” ЭТН.

10. АНТИКОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МАКСИМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ s-ИЗЛУЧЕНИЯ И ХАРАКТЕРНЫМ ВРЕМЕНЕМ ОСТЫВАНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Изменение интенсивности стимулированного излучения при увеличении длины активной области до той степени, когда излучение уже влияет на

его собственное усиление, т.е. при насыщении усиления, анализировалось ранее, например, в работах [5, 24]. Однако это делалось для стационарной накачки и других отличий от экспериментов, рассматриваемых в обзоре, и в значительной степени математически. В описываемых ниже исследованиях был обнаружен иной, чем предполагалось ранее, характер зависимости интенсивности s-излучения от диаметра активной области [16]. Диаметр активной области в экспериментах меняли с помощью последовательного изменения диаметра луча накачки D_{ex} . Изменение интенсивности света по сечению луча накачки было приблизительно гауссовым. При всех D_{ex} плотность d_{ex} энергии накачки поддерживалась неизменной. Из измерений прозрачности образца для импульсов накачки диаметром $D_{ex} = 0.2$ и 1.1 мм следовало, что плотность поглощаемой в образце энергии импульса накачки отличается на 2%, т.е. практически не зависит от D_{ex} . Скорость стимулированной рекомбинации по оценкам намного превышает скорость других типов рекомбинации. С учетом этого при всех D_{ex} плотность энергии s-излучения D_s можно принять одинаковой, пренебрегая некоторым различием плотности пороговой энергии накачки.

Сопоставим интенсивность s-излучения при разных D_{ex} . Такая интенсивность, обозначим ее $I_{\Sigma-n}$, связана с измеренными хронограммами соотношением $I_{\Sigma-n} = I_s/kS$, где $k \approx \text{const}$ – характеризует долю s-излучения, которая рассеивалась (выходила из накаченной области слоя GaAs) ортогонально плоскости слоя. Воспользуемся тем, что площадь под графиком хронограммы излучения

$$S_{chr} = \int I_{\Sigma} dt$$

можно представить как $S_{chr} = bSD_s$, где коэффициент b , а также D_s – это константы в условиях нашего эксперимента. Тогда для сравнения интенсивность s-излучения можно представить в относительных единицах как $I_{\Sigma-n} = I_s/S_{chr}$. В качестве примера на рис. 19 представлены графики $I_{\Sigma-n} = f(t)$ при $D_{ex} = 0.21$ и 1.1 мм и аналогично нормированной хронограммы накачки

$$I_{ex-n} = I_{ex}/S_{ex} = f(t),$$

где $S_{ex} = \int I_{ex} dt$ площадь под графиком хронограммы накачки. Видно, что амплитуда хронограммы $I_{\Sigma-n}(t)$ (обозначим амплитуду – $I_{\Sigma-max}$) при $D_{ex} = 0.21$ мм больше и релаксация s-излучения быстрее, чем при $D_{ex} = 1.1$ мм. Обнаруженное уменьшение максимальной интенсивности s-излучения при возрастании диаметра накаченной области иллюстрирует график $I_{\Sigma-max}(D_{ex})$ на рис. 20. На спаде s-излучение релаксирует с характерным временем τ_R , зависимость которого от

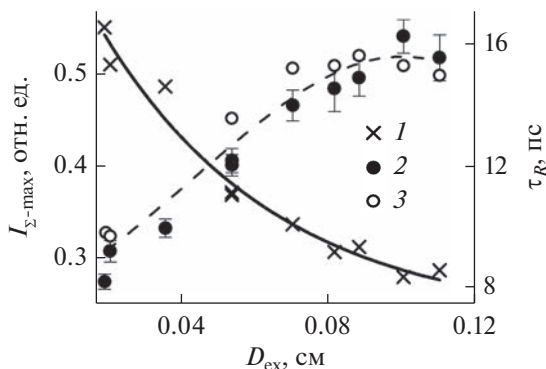


Рис. 20. Зависимость от диаметра D_{ex} максимальной интенсивности s -излучения $I_{\Sigma-max}$ (1) и характерного времени релаксации s -излучения τ_R (2 – эксперимент, 3 – расчет).

D_{ex} выявлена в предыдущем параграфе и представлена на рис. 20 (темные точки). Обнаруживается антикорреляция между зависимостями $I_{\Sigma-max}(D_{ex})$ и $\tau_R(D_{ex})$.

Из антикорреляции зависимостей $I_{\Sigma-max}(D_{ex})$ и $\tau_R(D_{ex})$ (см. рис. 20) следует, что максимальную интенсивность s -излучения и характерное время его релаксации связывает соотношение

$$I_{\Sigma-max} = b_1/\tau_R, \quad (26)$$

где b_1 – коэффициент пропорциональности (рис. 21, нижняя ось абсцисс).

Для s -излучения время τ_R связано с характерным временем релаксации температуры носителей τ_T соотношением (22). При определении τ_T исходя из измеренного τ_R и выражения (22) следует из (26) обратно пропорциональная зависимость

$$I_{\Sigma-max} = 3b_1/2\tau_T \quad (27)$$

(см. рис. 21, верхняя ось абсцисс).

Как иллюстрирует рис. 20, измеренное τ_R удовлетворительно согласуется с его оценкой по (24), аналогичной описанной в разд. 9. Только значение E_g определялось теперь по длинноволновому краю нормированного спектра

$$W_{s-n}(\hbar\omega) = W_s(\hbar\omega)/S_{\text{спец}},$$

где $S_{\text{спец}} = \int W_s d(\hbar\omega)$. Нормировка на $S_{\text{спец}}$ (аналогичная описанной выше для хронограмм) приводит спектры к одинаковой энергии излучения.

Таким образом, обнаружено следующее:

1) максимальная интенсивность $I_{\Sigma-max}$ собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs уменьшается при увеличении диаметра луча накачки D_{ex} (плотность энергии

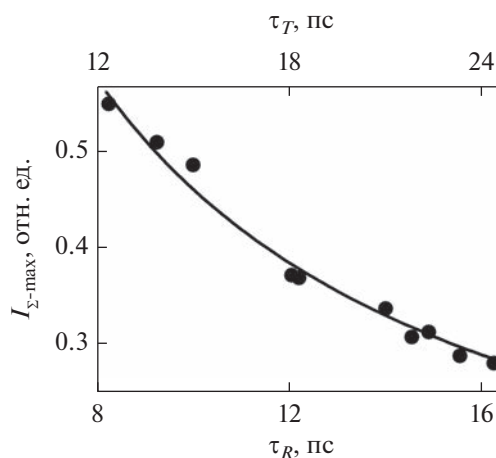


Рис. 21. Зависимость максимальной интенсивности s -излучения $I_{\Sigma-max}$ от характерного времени релаксации: s -излучения τ_R и температуры носителей заряда τ_T . Сплошная линия – зависимость $I_{\Sigma-max} = b_1/\tau_R$ ($b_1 = \text{const}$).

накачки фиксирована), что противоположно закону Бугера в линейной оптике;

2) зависимость $I_{\Sigma-max}(D_{ex})$ антикоррелирует с зависимостью от диаметра D_{ex} характерного времени τ_R релаксации s -излучения;

3) время τ_R пропорционально характерному времени τ_T остывания носителей заряда, которое поэтому тоже антикоррелирует с максимальной интенсивностью s -излучения.

Эти экспериментальные результаты выявляют роль ЭТН для генерации s -излучения в режиме насыщения его усиления. Охлаждение носителей – это их внутризонные переходы (транспорт) на нижележащие энергетические уровни. Чем меньше τ_T , тем интенсивнее (быстрее) ЭТН в область экстремумов зон проводимости и валентной, откуда носители рекомбинируют. Такой транспорт происходит и во время накачки носителей, и после нее, пока релаксируют неравновесные носители. ЭТН замедляется из-за разогрева носителей излучением, увеличивающего время их охлаждения τ_T . Между скоростью ВРН и ЭТН баланс поддерживается автоматически s -излучением, путем регулирования обеднения инверсной заселенности электронами энергетических уровней зоны проводимости. Вызванный обеднением провал в области усиления в спектре поглощения света (см. рис. 7) наблюдался в [23]. При увеличении D_{ex} возрастает разогрев носителей s -излучением, замедляющий их остывание и, соответственно, ЭТН. При поддержании баланса между ВРН и ЭТН замедление ЭТН приводит к уменьшению ВРН и, значит, к уменьшению интенсивности s -излучения и к замедлению его релаксации, что соответствует эксперименту.

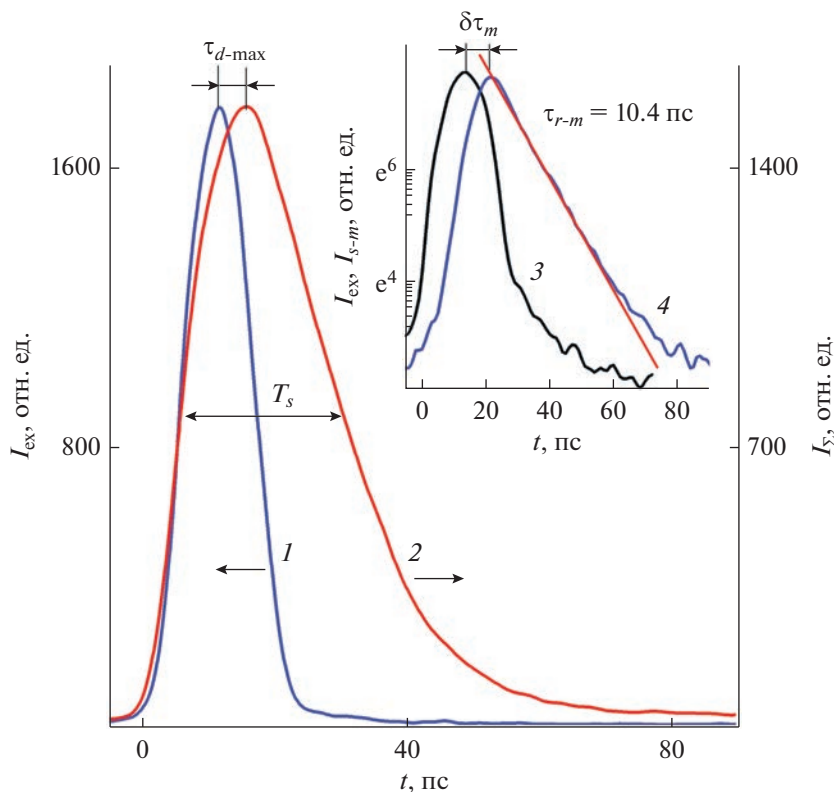


Рис. 22. Хронограммы импульса накачки $I_{\text{ex}}(t)$ (1) и s-излучения $I_{\Sigma}(t)$ (2) при диаметре луча накачки $D_{\text{ex}} = 0.54$ мм; на вставке – в полулогарифмическом масштабе хронограммы накачки (3) и спектральной моды (4) с энергией фотона $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ [20] (τ_{r-m} – характерное время ее релаксации).

11. ВЛИЯНИЕ НА ОГИБАЮЩУЮ ИМПУЛЬСА s-ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНТЕГРАЛЬНОГО ПО СПЕКТРУ, РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ЭТИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Между временем τ_T и интенсивностью $I_{\Sigma-\text{max}}$ s-излучения в его максимуме существует, как выяснилось, антикорреляция. Следовательно, время τ_T влияло не только на релаксацию, но и на возрастание s-излучения. Это соответствовало предположению, что ЭТН определяет интенсивность s-излучения при насыщении усиления, и время τ_T характеризует ЭТН. В работе [60] было обнаружено: а) запаздывание максимума s-излучения от максимума накачки; б) еще большее запаздывание начала экспоненциальной релаксации s-излучения, существенно увеличивающее длительность s-излучения; в) итоговое превышение длительности s-излучения над длительностью накачки и т.д. Показано, что все это определяется временем τ_T и, по сути, вызвано замедлением ЭТН из-за нагрева носителей заряда s-излучением.

Начнем с описания экспериментальных результатов. В эксперименте при $d_{\text{ex}} = \text{const}$ изменение τ_T создавали путем изменения D_{ex} в согласии с (23),

(25). На рис. 22 представлены хронограммы накачки и s-излучения, измеренные при $D_{\text{ex}} = 0.54$ мм. Видно, что длительность s-излучения на полувысоте (FWHM) T_s существенно больше длительности накачки t_p , а максимум s-излучения достигается с задержкой $\tau_{d-\text{max}}$ относительно максимума накачки. При увеличении диаметра D_{ex} возрастали и T_s , и $\tau_{d-\text{max}}$, а к концу исследуемого интервала D_{ex} они начинали слегка уменьшаться [60, рис. 2, 3]. В течение времени t_{exp} с того момента, как накачка достигнет максимума, и до того, когда s-излучение начинает экспоненциально релаксировать с характерным временем τ_R , интенсивность s-излучения падает относительно медленно (рис. 23). Время t_{exp} росло приблизительно пропорционально увеличению диаметра D_{ex} [60, рис. 2] и по величине $t_{\text{exp}} \gg \tau_{d-\text{max}}$.

Интенсивность s-излучения определяется ЭТН, который, следовательно, в значительной степени определяет, когда s-излучение достигнет максимума, когда и с какой скоростью будет происходить его релаксация. Полагая, что именно с ЭТН, а значит в значительной степени с τ_T , преимущественно связано превышение длительности s-излучения над длительностью накачки, будем сопо-

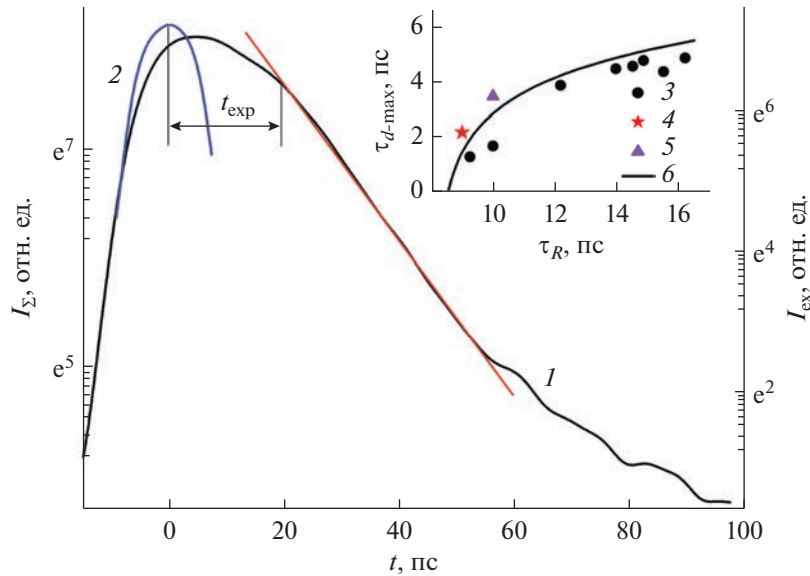


Рис. 23. Хронограмма s-излучения $I_{\Sigma}(t)$ (1) и вершина хронограммы накачки $I_{ex}(t)$ (2) при $D_{ex} = 0.82$ мм; касательной прямой отмечен участок экспоненциальной релаксации излучения, t_{exp} – интервал времени между моментом максимальной интенсивности накачки и началом экспоненциальной релаксации; на вставке – время τ_{d-max} как функция τ_R : 3 – при $d_{ex} = const$, 4 – данные [29], 5 – данные [20], кривая 6 – зависимость (28).

ставлять экспериментальные результаты далее со временем τ_R , пользуясь его прямой связью с τ_T (22). Это удобнее, поскольку τ_R это реально измеряемое время. Как видно из нижеследующего, отличие длительности s-излучения от длительности накачки и особенности огибающей s-излучения можно охарактеризовать эмпирическими зависимостями от τ_R . С учетом (22) это подтверждает, что в τ_T заключены свойства ЭТН не только во время релаксации, но и в значительной степени во время возрастания s-излучения.

Энергетический транспорт носителей и интенсивность s-излучения растут во время накачки до того момента уже на ее спаде, когда скорость накачки носителей сравняется со скоростью ЭТН. В этот момент t_{s-max} интенсивность s-излучения достигает максимума. Это доказывается в первом приближении подобием зависимостей $I_{ex}(t_{s-max}) = f(D_{ex})$ и $I_{\Sigma-max} = f(D_{ex})$ (рис. 24). Если учесть описанную в разд. 10 антикорреляцию $I_{\Sigma-max} \sim 1/\tau_R$, то несложно вывести график зависимости $\tau_{d-max} = f(\tau_R)$ (рис. 23). Он отображает логарифмическую зависимость (как и должно быть в свете сказанного выше при квазигассовом импульсе накачки)

$$\tau_{d-max} \approx 1.84 + 1.7 \ln(\tau_R - 8.2), \quad (28)$$

удовлетворительно согласующуюся с экспериментальными точками. Последние определяли из экспериментальных зависимостей $\tau_R = f(D_{ex})$ и $\tau_{d-max} = f(D_{ex})$ (см. [60, рис. 3]). Таким образом, задержка τ_{d-max} растет приблизительно логарифмически

при увеличении τ_R , как представлено выражением (28).

Спектральные моды s-излучения не одновременно, а последовательно достигли своего максимума интенсивности, а потом экспоненциально релаксировали [20]. Пока это продолжалось до момента начала экспоненциальной релаксации s-излучения, отделяемого от максимума излучения интервалом времени t_{exp} , интенсивность s-из-

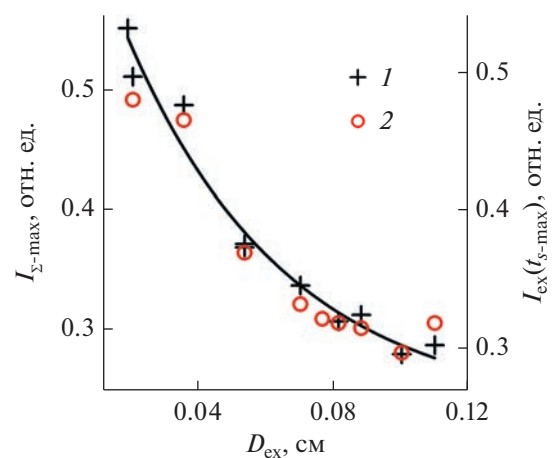


Рис. 24. Зависимость от диаметра D_{ex} максимальной интенсивности s-излучения $I_{\Sigma-max}$ (1) и интенсивности света накачки $I_{ex}(t_{s-max})$ (2) в момент t_{s-max} , когда интенсивность s-излучения достигала максимума.

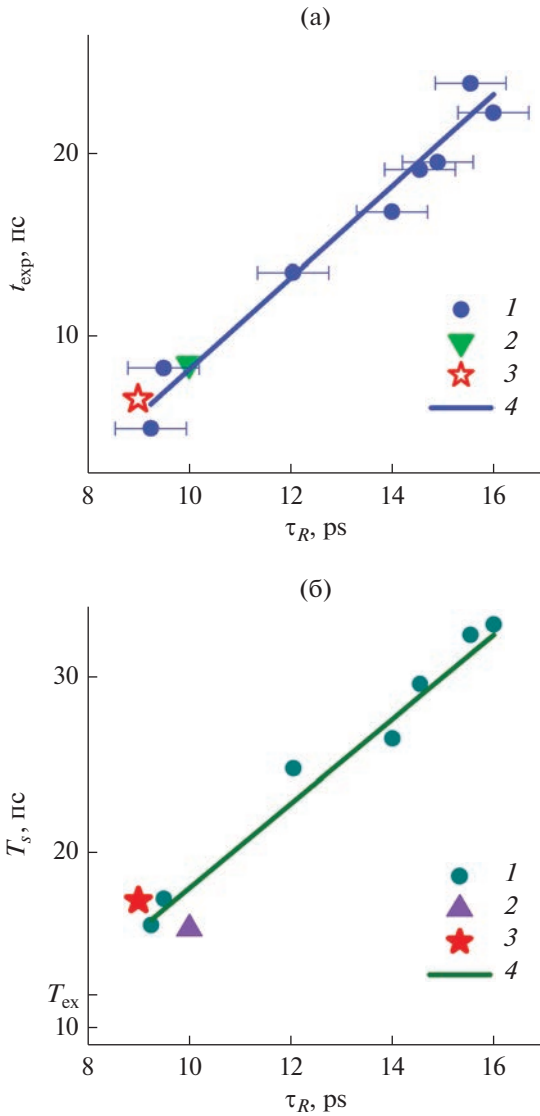


Рис. 25. Интервал времени t_{exp} (а) и длительность импульса s-излучения T_s (б) в функции от характерного времени релаксации s-излучения τ_R : 1 – при $d_{\text{ex}} = \text{const}$; 2 – данные [20], 3 – данные [29] при $W_{\text{ex}} = 6.8$ отн. ед., 4 – аппроксимация функции (см. текст); T_{ex} – длительность импульса накачки (FWHM).

лучения уменьшалась “замедленно”. Как показывает график задержки t_{exp} в функции τ_R (рис. 25а), полученный из экспериментальных графиков t_{exp} , $\tau_R = f(D_{\text{ex}})$, эту функцию можно аппроксимировать выражением

$$t_{\text{exp}} = 2.5\tau_R - 16.8 \text{ пс} \quad (29)$$

(сплошная прямая 4). То есть время t_{exp} растет пропорционально τ_R и, значит, определяется тоже нагревом носителей s-излучением.

В работе [20] задержка $t_{\text{exp}} = 8.5$ пс для s-излучения была равна задержке $\delta t_m = 8.5$ пс максимума спектральной моды с $\hbar\omega_m = 1.401$ эВ относительно максимума накачки (δt_m см. на вставке к рис. 22). Характерные времена релаксации s-излучения $\tau_R = 10$ пс и указанной моды $\tau_{r-m} = 10.4$ пс практически совпадали. Эта мода относилась к числу самых интенсивных в спектре, и во время экспоненциальной релаксации s-излучения ее интенсивность значительно преобладала над интенсивностью других мод. Мода с $\hbar\omega_m = 1.401$ эВ особенно еще и тем, что генерируется при рекомбинации электронов с одного из самых низкоэнергетических уровней из числа тех, которые существовали до перенормировки запрещенной зоны. Таким образом, такая мода и определяет преимущественно релаксацию s-излучения, интегрального по спектру.

Превышение длительности s-излучения T_s над длительностью накачки t_p – это суммарный продукт задержки t_{exp} и релаксации со временем τ_R , связанных с разогревом носителей. На рис. 25б (прямая 4) представлен график T_s в функции τ_R , которая аппроксимируется выражением

$$T_s = 2.4\tau_R - 6 \text{ пс.} \quad (30)$$

Столь простая связь с τ_R подтверждает, что T_s , как и рассмотренные выше t_{exp} и $\tau_{d-\text{max}}$, – все определяется разогревом носителей, создаваемым s-излучением и характеризуемым временем τ_T , связанным с τ_R соотношением (22). Для практического использования, по-видимому, существенно то, что превышение длительности s-излучения над длительностью накачки пропорционально τ_R . Например, как видно из рис. 25б, путем уменьшения τ_R время T_s уменьшалось вдвое. В прикладном аспекте это указывает на возможный способ сокращения длительности излучения.

12. ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРНОГО ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ s-КОМПОНЕНТЫ ОТ ДЛИНЫ ЕЕ УСИЛЕНИЯ И МИНИМАЛЬНОЕ ОСТАТОЧНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ЭТОГО ВРЕМЕНИ

При пространственно неоднородном, квази-гауссовом распределении интенсивности света накачки по сечению ее луча, длины L усиления различных s-компонент должны быть различны. В разд. 4 было описано определение спектра $L(\hbar\omega_s)$, позволяющее установить затем зависимость характерного времени релаксации s-компонент τ_{r-m} от L . Аналогичная зависимость, но только характерного времени τ_R релаксации s-излучения, интегрального по спектру, и в функции от диаметра луча накачки D_{ex} была эксперимен-

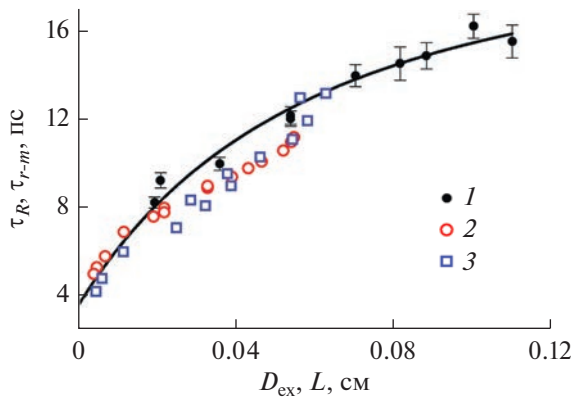


Рис. 26. Экспериментальные зависимости: 1 – характерного времени τ_R релаксации интенсивности интегрального по спектру s-излучения от диаметра D_{ex} [36]; 2 – характерного времени τ_{r-m} релаксации интенсивности s-компоненты, вышедшей из гетероструктуры, от длины L усиления s-компоненты, данные [27] уточнены по (10), 3 – то же, данные из [30].

тально получена, описана в разд. 9 и вновь представлена символами 1 на рис. 26.

В описываемых ниже оценках зависимости $\tau_{r-m}(L)$ использовались результаты измерений в работах [15, 20]. Они не всегда проводились в абсолютно одинаковых условиях, но некоторое различие в накачке близких по структуре образцов, не влияло на очевидность основных выводов.

Для хронограмм s-компонент, измеренных в работе [20], были определены времена τ_{r-m} , и получившийся спектр $\tau_{r-m}(\hbar\omega_s)$ представлен на рис. 27а [27]. Спектр длин усиления s-компонент был получен следующим образом. Как подтверждается рис. 27б, формы спектров s-излучения $W_{s1}(\hbar\omega_s)$ и $W_{s2}(\hbar\omega_s)$, измеренных в работах соответственно [23] и [20] (кривая 1 нижняя ось абсцисс и кривая 2 верхняя ось абсцисс), приблизительно совпадают, хотя они сдвинуты один относительно другого на 12 мэВ. Сдвиг вызван, видимо, различием ширины запрещенной зоны E_g , произошедшем, скорее всего, из-за разной напряженности кристаллов GaAs или др. Естественно предположить, что спектры длины усиления в этих работах, тоже имеют одинаковую форму и одинаково спектрально расположены по отношению к указанным спектрам s-излучения, имеющим одинаковую форму. В соответствии с этим получаем спектр $L(\hbar\omega_s)$, причисляемый к [20] и представленный на рис. 27б, кривая 3, относящимся к верхней оси абсцисс.

Выражение L в абсолютных единицах длины, как представлено на рис. 27б, было получено следующим путем. Вытекающая из (24) и (25) взаимосвязь времени τ_R и диаметра D_{ex} удовлетворительно согласовалась с измеренной в эксперименте [36] за-

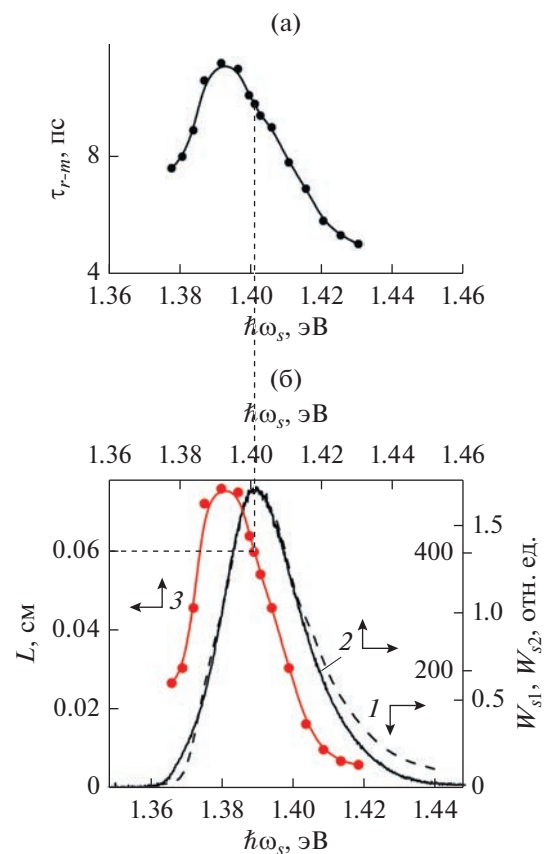


Рис. 27. Зависимость характерного времени τ_{r-m} релаксации интенсивности s-компоненты от энергии ее фотона (а); интегральные по времени спектры s-излучения (б): кривая 1 – $W_{s1}(\hbar\omega_s)$, данные работы [23], кривая 2 – $W_{s2}(\hbar\omega_s)$, данные работы [20]; кривая 3 – спектр длины усиления $L(\hbar\omega_s)$.

висимостью $\tau_R(D_{\text{ex}})$ (см. рис. 26, символы 1). Для этого графика диаметр активной области считался равным диаметру D_{ex} . На рис. 28 (кривая 1) в полулогарифмическом масштабе показана хронограмма $I_{\Sigma}(t)$ интегрального по спектру s-излучения, и к ее спаду проведена касательная линия, показывающая, что релаксацию излучения можно аппроксимировать как экспоненциальную с характерным временем τ_R указанным рядом с касательной. В разд. 11 отмечалось, что время τ_R совпадало с характерным временем релаксации τ_{r-m} той s-компоненты, интенсивность которой превышала на спаде излучения интенсивность остальных s-компонент. Для результатов работы [20] подобную роль выполняла s-компонента с $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ, хронограмма которой показана на рис. 28 (кривая 2). Для s-компоненты с $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ и s-излучения практически выполняется равенство $\tau_{r-m} \approx \tau_R$, что видно при сопоставлении кривых 2 и 1. Но при таком равенстве, как того требуют (24) и (25), длина усиления этой s-компоненты

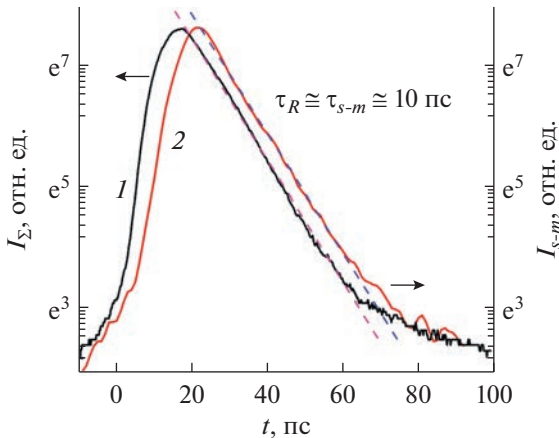


Рис. 28. Хронограммы импульса s-излучения, интегрального по спектру $I_{\Sigma}(t)$ (кривая 1) и s-компоненты $I_{s-m}(t)$ (кривая 2) с $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ в полулогарифмическом масштабе [20]; на касательных указаны характерные времена релаксации интенсивности s-излучения и s-компоненты, $\tau_R \approx \tau_{r-m}$.

равна диаметру луча накачки, т.е. при $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ $L \approx D_{\text{ex}} = 0.06$ см. Приравнивая этому значению L при $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ на спектре $L(\hbar\omega_s)$ для [20], как иллюстрируется штриховой линией на рис. 27, отсюда выводят значения L (см) для всего спектра (см. рис. 27б, кривая 3).

Зависимость $\tau_{r-m}(L)$ можно определить из сопоставления полученного графика $L(\hbar\omega_s)$ с графиком экспериментальной зависимости $\tau_{r-m}(\hbar\omega_s)$ на рис. 27. Символами 2 на рис. 26 представлена зависимость $\tau_{r-m} = f(L)$, получающаяся для результатов работы [20], уточненная согласно (10) при коэффициенте $R_B \approx 0.38$, определенном в [21]. Спектр $\tau_{r-m}(\hbar\omega_s)$ для хронограмм s-компонент, измеренных в работе [15], и спектр $L(\hbar\omega)$ были получены аналогичным образом. При этом для спектра $L(\hbar\omega_s)$ в [30, рис. 2] коэффициент $R_B \approx 0.08$ был оценен из интерференционной картины мгновенных спектров на фронте излучения. График $\tau_{r-m}(L)$, полученный в работе [30] из спектров $\tau_{r-m}(\hbar\omega_s)$ и $L(\hbar\omega_s)$, представлен на рис. 26 (символы 3). Доступные для определения минимальные значения L составляли 41 и 46 мкм соответственно для двух названных зависимостей $\tau_{r-m}(L)$. Согласно графикам 2 и 3 на рис. 26 характерное время релаксации составляло: $\tau_{r-m} = 5$ пс при $L = 41$ мкм и $\tau_r = 4.2$ пс при $L = 46$ мкм. Это близко к остаточному значению времени релаксации $\tau_R = 3.4$ пс при $D_{\text{ex}} = 0$, следующему из аналитического выражения (24). Экстраполяция к $L = 0$ экспериментальных зависимостей 2 и 3, дает значение $\tau_{r-m} \approx 3.5$ пс, близкое к указанному выше остаточному значению $\tau_R = 3.4$ пс.

Полученная оценка зависимости характерного времени τ_{r-m} релаксации s-компонент от длины L их усиления оказалась близка к зависимости характерного времени τ_R релаксации интегрального по спектру излучения от диаметра D_{ex} луча накачки. Это, во-первых, подтвердило различие и определение длин усиления s-компонент. Во-вторых, позволяет предполагать, что при обнаружившемся различии времени τ_{r-m} для различных s-компонент это время подчиняется тем же закономерностям (24), (25), что и время τ_R . В дополнение, теоретическое значение остаточного характерного времени релаксации в формуле (24) подтвердилось экспериментом в пределах его возможностей. А это позволяет в настоящее время считать определенное выше остаточное время релаксации универсальным в том смысле, что никакая миниатюризация активной области предположительно не может сделать его меньше при горячей ЭДП.

13. ВЛИЯНИЕ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА s-ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ЛИНЕЙНОЕ ВОЗРАСТАНИЕ s-КОМПОНЕНТЫ И ЕЕ ДЛИТЕЛЬНОСТЬ

Представим влияние нагрева носителей s-излучением на фронт и длительность s-компонент, экспериментально выявленное в работе [61]. Как видно из рис. 29, интенсивность s-компоненты растет со временем: (а) в начале фронта, пока она относительно мала, экспоненциально (аналогично закону Бугера для слабой бегущей волны) (кривая 2); (б) на основной части фронта, где интенсивность уже большая, — линейно (прямая 3).

Указанное экспоненциальное возрастание интенсивности s-компоненты аппроксимируется выражением

$$I_{s-m} = I_0 \exp(t/\tau_{i-m}), \quad (31)$$

где I_0 — интенсивность собственного излучения при $t \approx 0$, когда в GaAs предположительно доминирует еще спонтанное излучение. Характерное время τ_{i-m} экспоненциального возрастания интенсивности s-компоненты увеличивалось при уменьшении энергии ее фотона (рис. 30, кривая 1), характерное время τ_{r-m} релаксации интенсивности I_{s-m} s-компоненты менялось с $\hbar\omega_s$ (кривая 2, полученная в [15]). Спектр длительности на полувысоте (FWHM) s-компоненты $T_m(\hbar\omega_s)$ также был получен в [15] (рис. 31, вставка). Сопоставляя его со спектрами $\tau_{r-m}(\hbar\omega_s)$ и $\tau_{i-m}(\hbar\omega_s)$, обнаруживается приблизительно линейная зависимость

$$T_m \approx 6.2 + 0.57(\tau_{i-m} + \tau_{r-m}). \quad (32)$$

На основной части фронта интенсивность s-компоненты возрастала со временем линейно (см. рис. 29). Переход от экспоненциального к линей-

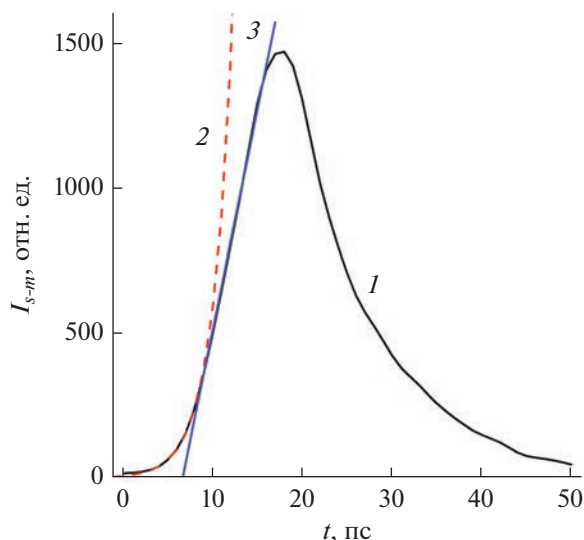


Рис. 29. Хронограмма $I_{s-m}(t)$ s-компоненты при $\hbar\omega_s = 1.403$ эВ (1); экспоненциальная (2) и прямая (3) касательные к графику указанной зависимости.

ному возрастанию происходит так, что существует интервал времени, где экспоненциальное и линейное усиление перекрываются. Линейное возрастание аппроксимируется формулой

$$I_{s-m} = I_1[1 + \gamma_L(t - t_1)], \quad (33)$$

где индекс 1 – начало линейного участка фронта, а γ_L – коэффициент линейного возрастания. Обнаруженный спектр $\gamma_L(\hbar\omega_s)$ представлен на рис. 32а, а к графику проведена штриховая касательная, чтобы нагляднее показать, что, во-первых, два излома на графике при $\hbar\omega_s \approx 1.390$ и 1.422 эВ могут интерпретироваться, как модуляция, возникающая из-за интерференции; во-вторых, нивелированный спектр может рассматриваться как квазилинейный. Возникновение интерференции в волноводной гетероструктуре объяснено в [21] и кратко в разд. 3. Было установлено, что для гетероструктур, используемых в наших опытах, период интерференционной модуляции должен быть

$$P \approx m\xi_B, \quad (34)$$

где m – целое число, $\xi_B \approx 10$ мЭВ. В [21] $m = 1$ соответствовало более мощному, а $m = 2$ более слабому s-излучению. Теперь мы получили проявление модуляции с $m = 3$, как свидетельствует интервал между изломами $P \approx 32$ мЭВ $\approx 3\xi_B$, (рис. 32). Обнаруживается, как описано ниже, что коэффициент γ_L связан с характерными временами τ_{i-m} и τ_{r-m} .

На рис. 33 (кривая 1) представлен спектр коэффициента экспоненциального усиления в начале фронта $\gamma_i = 1/\tau_{i-m} = f(\hbar\omega_s)$, соответствующий спектру 1 на рис. 30. Экспериментальные точки

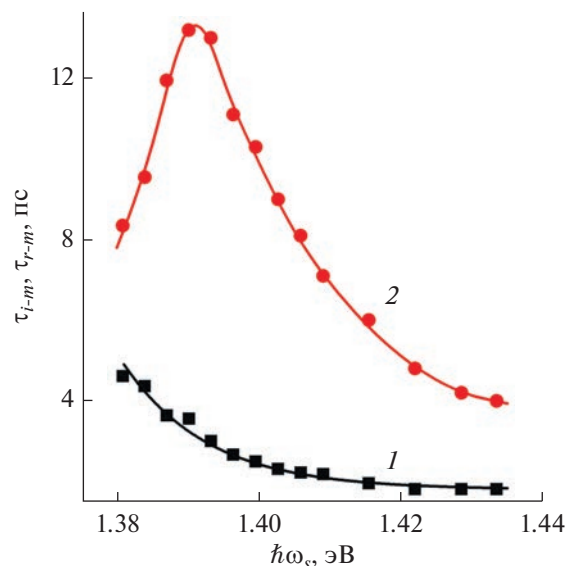


Рис. 30. Зависимости от энергии фотона $\hbar\omega_s$ характерного времени τ_{i-m} экспоненциального возрастания (1) и характерного времени τ_{r-m} релаксации (2) интенсивности s-компоненты.

аппроксимируются гладкой кривой, являющейся графиком зависимости

$$\gamma_i = k(\hbar\omega_s - E_g)^{1/2} / \hbar\omega_s, \quad (35)$$

где $k = \text{const}$, $E_g = 1.376$ эВ – величина, следующая из подгонки кривой к точкам и представляющая реалистичной в качестве ширины перенормированной запрещенной зоны. Выражение (35) соответствует хорошо известной зависимости от $\hbar\omega$ и E_g коэффициента ненасыщенного усиления “слабого” света.

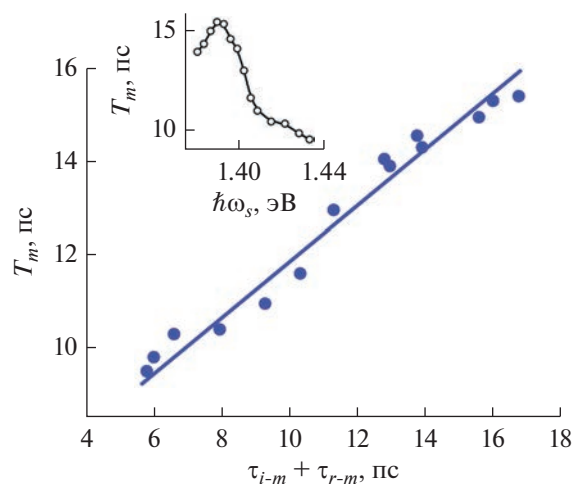


Рис. 31. Зависимость длительности T_m s-компоненты от суммы времен $(\tau_{i-m} + \tau_{r-m})$, на вставке – спектр этой длительности $T_m(\hbar\omega_s)$.

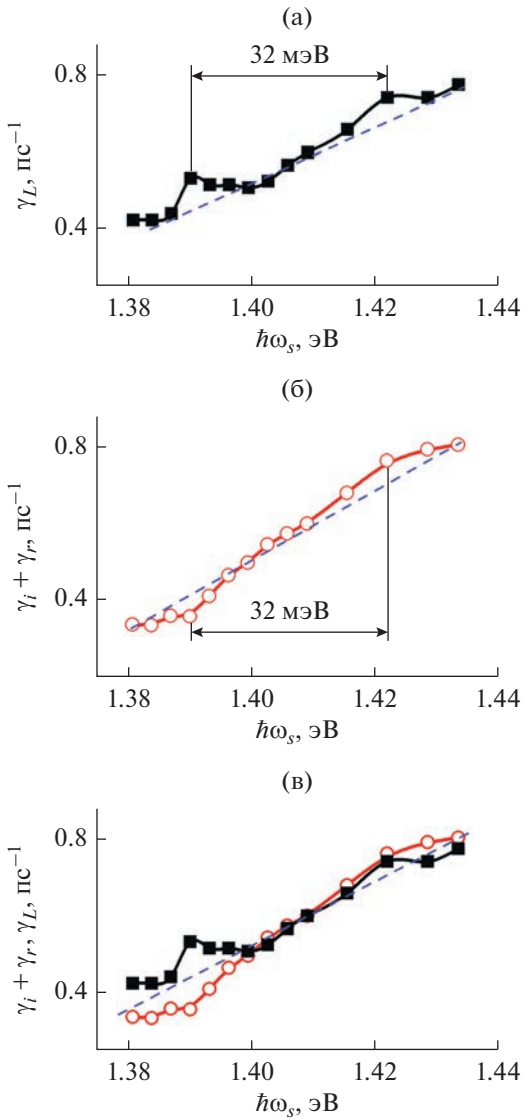


Рис. 32. Спектры коэффициента линейного усиления $\gamma_L(\hbar\omega_s)$ (а) и суммы $(\gamma_i(\hbar\omega_s) + \gamma_r(\hbar\omega_s))$ коэффициентов усиления (б), экспоненциального и обусловленного ЭТН, сопоставление представленных на рис. (а) и (б) спектров линейного усиления $\gamma_L(\hbar\omega_s)$ и суммы $(\gamma_i(\hbar\omega_s) + \gamma_r(\hbar\omega_s))$ (в).

Можно предположить, что скорость ЭТН на конкретный энергетический уровень обратно пропорциональна характерному времени релаксации на этот уровень остывающих носителей, а значит, учитывая (22), обратно пропорциональна τ_{r-m} . Допустим, что вклад ЭТН в усиление на фронте s-компоненты характеризуется коэффициентом усиления

$$\gamma_r = 1/\tau_{r-m}. \tag{36}$$

Спектр $\gamma_r(\hbar\omega_s)$ представлен на рис. 33 (кривая 2). Обнаруживается, что сумма спектров коэффициентов усиления, экспоненциального и обусловленно-

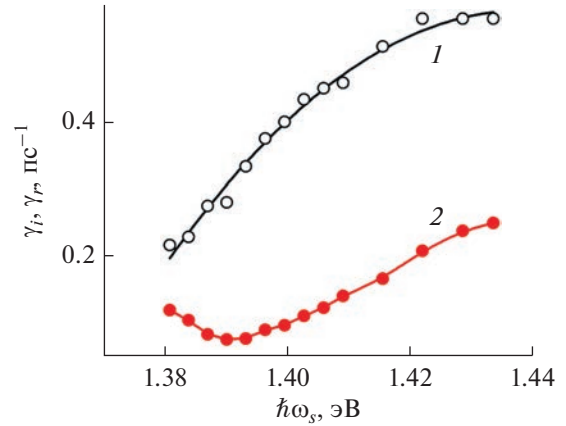


Рис. 33. Спектры коэффициента экспоненциального усиления $\gamma_i(\hbar\omega_s)$ (1) и коэффициента усиления $\gamma_r(\hbar\omega_s)$, обусловленного ЭТН (2).

го ЭТН, представленная на рис. 32б, приблизительно равна спектру линейного усиления, т.е.

$$\gamma_i(\hbar\omega_s) + \gamma_r(\hbar\omega_s) \approx \gamma_L(\hbar\omega_s). \tag{37}$$

Это приближенное равенство иллюстрирует рис. 32в. Отклонение от строгого равенства создается, во-первых, обсуждавшейся выше модуляцией спектра $\gamma_L(\hbar\omega_s)$. Во-вторых, обнаруживающейся модуляцией суммарного спектра $\gamma_i(\hbar\omega_s) + \gamma_r(\hbar\omega_s)$. Для того чтобы представить ее нагляднее, на рис. 32в проведена штриховая прямая через график спектра. Как видно из рис. 32в, при $\hbar\omega_s \approx 1.422$ эВ локальные максимумы модуляции спектров $\gamma_i(\hbar\omega_s) + \gamma_r(\hbar\omega_s)$ и $\gamma_L(\hbar\omega_s)$ совпадают, а при $\hbar\omega_s \approx 1.390$ эВ локальному минимуму модуляции суммарного спектра $\gamma_i(\hbar\omega_s) + \gamma_r(\hbar\omega_s)$ соответствует локальный максимум модуляции спектра $\gamma_L(\hbar\omega_s)$, т.е. периоды сравниваемых двух модуляций отличаются в два раза. Модуляция спектра $\gamma_i(\hbar\omega_s) + \gamma_r(\hbar\omega_s)$ во многом возникает благодаря немонотонности спектра $\gamma_r(\hbar\omega_s)$, которая, по-видимому, корректируется условием (34). На этом этапе можно сделать вывод, что равенство (37) приближенно выполняется с погрешностью, отображаемой отклонениями кривых на рис. 32в от проведенной через них штриховой прямой.

Определение коэффициента линейного возрастания выражением (37) было, по сути, получено эмпирически. Оно прояснило, каким должен быть коэффициент в режиме насыщения усиления. В (37) присутствует член γ_r , определяющий влияние ЭТН, замедленного из-за нагрева носителей s-излучением, на линейное возрастание. Тем самым доказывается, что нагрев s-излучением тормозит не только релаксацию, но и возрастание s-компоненты на фронте.

Таким образом, на фронте по мере увеличения интенсивности s-компоненты ее экспоненциаль-

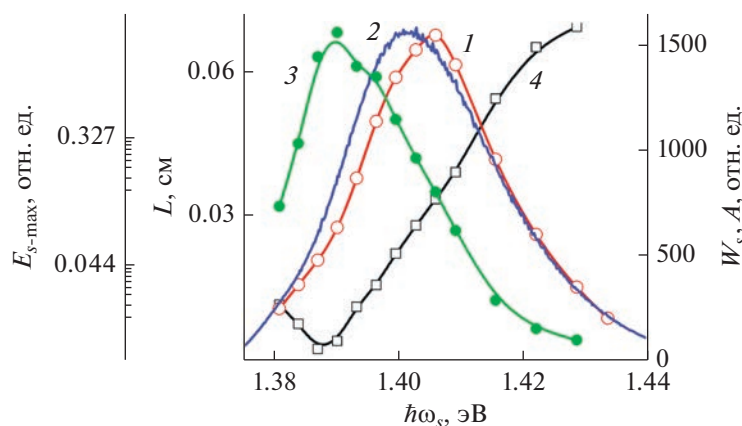


Рис. 34. Спектры амплитуды хронограммы s-компоненты $A(\hbar\omega_s)$ (кривая 1), интегральной по времени энергии s-излучения $W_s(\hbar\omega_s)$ (2), длины усиления s-компоненты $L(\hbar\omega_s)$ (3), максимальной плотности энергии s-компоненты в ее активной области $E_{s-\max}(\hbar\omega_s)$ (4).

ное усиление сменяется линейным возрастанием во времени. Это нелинейное оптическое явление. Подобное изменение характера усиления излучения, но только в пространстве, было получено теоретически в работе [5]. Но там коэффициент ненасыщенного экспоненциального и коэффициент линейного усиления оказывались одинаковыми. В описанном же эксперименте аналогичные коэффициенты отличаются один от другого. Коэффициент γ_L линейного возрастания в эксперименте получается, если к коэффициенту γ_i ненасыщенного усиления добавить еще и коэффициент усиления γ_r , определяемый ЭТН. Поскольку ЭТН замедлен из-за нагрева носителей s-излучением, то тем самым выявляется замедление возрастания излучения на фронте, вызванное таким нагревом. Отличается и форма спектров названных коэффициентов. Вместо корневого спектра коэффициента γ_i возникает квазилинейный спектр коэффициента γ_L . В каждом из режимов (экспоненциального усиления и линейного возрастания) соответствующие им коэффициенты γ_i и γ_L , отличные один от другого, оставались неизменными. Длительность s-компоненты оказалась пропорциональна опять же двум параметрам режимов ненасыщенного усиления и релаксации: сумме характерных времен первого и второго.

14. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАКСИМАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ s-КОМПОНЕНТЫ

Динамика, тем более пикосекундная, спектральных компонент стимулированного излучения полупроводника изучена недостаточно. Восполнению этого пробела отчасти способствуют описываемые в обзоре эксперименты. Данный раздел посвящен выявлению зависимостей, связывающих максимальную плотность энергии

s-компоненты с другими параметрами s-компоненты. Очевидно, что интенсивность s-компоненты на приемной площадке фотоприемника имеет вид

$$I_{s-m}(t) \sim E_s(t - \delta t),$$

где E_s — энергия s-компоненты в активной среде в момент времени t , δt — время движения света от образца до фотоприемника, не учитываемое далее. Возрастание со временем интенсивности I_{s-m} и, соответственно, энергии E_s происходит экспоненциально, согласно (31), в режиме ненасыщенного усиления, пока интенсивность относительно мала. Следом за экспоненциальным усилением далее на фронте s-компоненты интенсивность I_{s-m} и энергия E_s возрастают со временем линейно, в режиме насыщения усиления, (33). Естественно принять, что диаметр активной области s-компоненты равен длине усиления L . Тогда величина

$$E_{s-\max} \approx kA/L^2 \quad (38)$$

($k = \text{const}$, A — амплитуда хронограммы s-компоненты) характеризует максимальное значение плотности энергии E_s , средней по активной области слоя GaAs. Определим спектр $E_{s-\max}(\hbar\omega_s)$. На рис. 34 (кривая 1) представлен спектр $A(\hbar\omega_s)$. От него незначительно отличается по форме спектр энергии измеряемого излучения, интегральной по времени (кривая 2). Этот спектр можно считать спектром интегральной по времени энергии s-излучения $W_s(\hbar\omega_s)$, если пренебречь незначительным вкладом спонтанного излучения. Спектр длины усиления $L(\hbar\omega_s)$ (см. рис. 34, кривая 3) был определен так же, как в разд. 4 и 12, с использованием измеренного спектра $W_s(\hbar\omega_s)$. Также на рис. 34 представлен соответствующий (38) спектр $E_{s-\max}(\hbar\omega_s)$ (кривая 4). Полулогарифмический масштаб из-

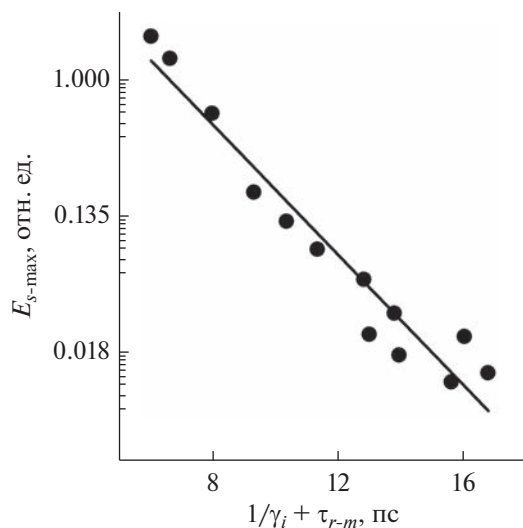


Рис. 35. Зависимость максимальной плотности энергии $E_{s\text{-max}}$ от суммы $1/\gamma_i + \tau_{r-m}$.

бран, чтобы не скрадывалось различие малых значений $E_{s\text{-max}}$ в длинноволновой области.

Как отмечалось выше, интенсивность I_{s-m} и пропорциональная ей энергия E_s , прежде чем достигнуть своего максимума, возрастают со време-

нем сначала экспоненциально, а затем линейно, поэтому, учитывая соотношения (31), (33), (37) и (36), можно предположить связь $E_{s\text{-max}}$ с определяющими это возрастание параметрами γ_i и τ_{r-m} . Действительно, эмпирически обнаруживается экспоненциально спадающая зависимость

$$E_{s\text{-max}} = 23 \exp(-(1/\gamma_i + \tau_{r-m})/2.1), \quad (39)$$

иллюстрированная в полулогарифмическом масштабе на рис. 35.

Максимальная плотность энергии $E_{s\text{-max}}$ достигается, как и максимум I_{s-m} , с задержкой δt_m относительно максимума накачки (см. рис. 22, вставка). Спектр $\delta t_m(\hbar\omega_s)$ измерен в [15] и представлен на рис. 36 (вставка). Выясняется, что этот спектр аппроксимируется экспоненциальной зависимостью

$$\delta t_m = \exp[74(1.42 - \hbar\omega_s)], \quad (40)$$

где $1.42 \text{ эВ} \approx E_{g0}$, $\hbar\omega_s$ – в эВ, δt_m – в пс. Из сопоставления спектра $\delta t_m(\hbar\omega_s)$ и спектров $1/\gamma_i = \tau_{i-m} = f(\hbar\omega_s)$ (см. рис. 30, кривая 1) и $1/\gamma_L = f(\hbar\omega_s)$, полученного из спектра $\gamma_L(\hbar\omega_s)$ на рис. 32а, обнаруживается эмпирическая зависимость (см. рис. 36)

$$\delta t_m = 4(1/\gamma_i + 1/\gamma_L) - 12.3 \text{ пс}. \quad (41)$$

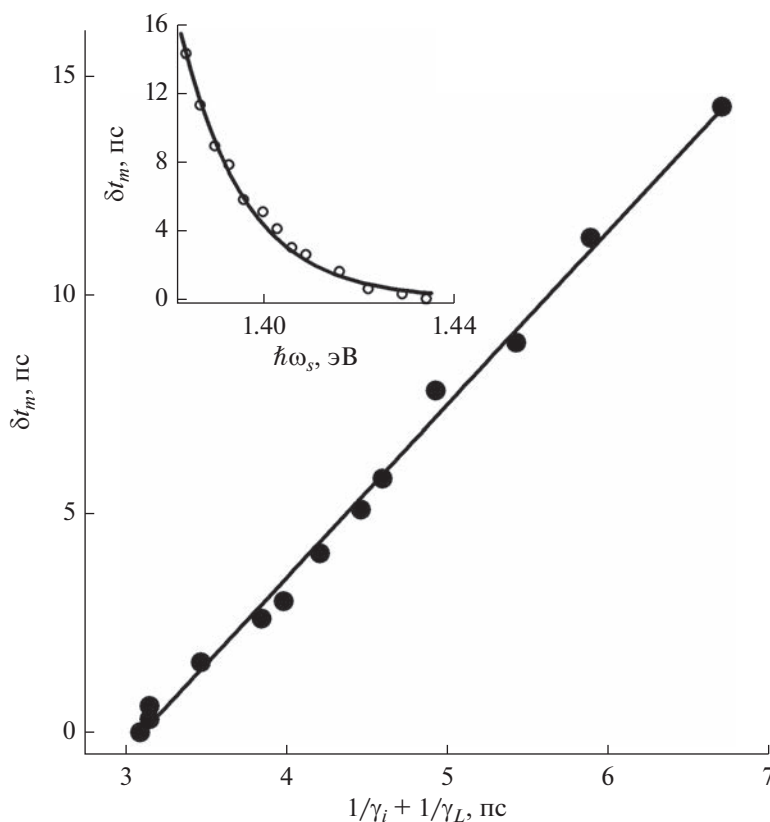


Рис. 36. Задержка δt_m максимума плотности энергии s-компоненты относительно максимума накачки, представленная как функция суммы $1/\gamma_i + 1/\gamma_L$; на вставке – зависимость задержки δt_m от энергии фотона $\hbar\omega_s$.

Из изложенного выше следует, что максимальная плотность энергии s-компоненты $E_{s-\max}$ тем меньше и достигается с тем большей задержкой δt_m , чем меньше коэффициент γ_i ненасыщенного усиления и больше время τ_{r-m} релаксации этой s-компоненты, по сути же, чем меньше вероятность вынужденных межзонных переходов электронов, которые уменьшали бы инверсию населенности, и чем медленнее энергетический транспорт носителей, пополняющих инверсию населенности.

Таким образом, экспериментально были выявлены следующие функциональные зависимости максимальной плотности энергии s-компоненты: 1) спектр плотности $E_{s-\max}(\hbar\omega_s)$; 2) экспоненциальная связь этой плотности с суммой обратного коэффициента ненасыщенного усиления и характерного времени релаксации s-компоненты; 3) экспоненциальная зависимость от $\hbar\omega_s$ задержки максимума s-компоненты относительно максимума накачки; 4) линейная связь между указанной задержкой и суммой обратных коэффициентов ненасыщенного усиления и линейного возрастания s-компоненты.

Соответственно, для четырех установленных зависимостей представлены описывающие их эмпирические формулы. Используя ранее установленный факт, что время релаксации и коэффициент линейного возрастания s-компоненты в значительной степени определяются взаимодействием носителей с s-излучением, сделано следующее заключение. Это взаимодействие тормозит возрастание энергии s-компоненты внутри активной среды и способствует увеличению задержки ее максимума.

Следует отметить, что достижение своего максимума $E_{s-\max}$ s-компонентами в разные моменты времени может свидетельствовать и об асинхронности энергетических микропотоков электронов (МТН) на разные уровни на дне зоны проводимости. В таком случае это было бы еще одним свидетельством в дополнение к указанным в [3], что электрон-электронное рассеяние замедляется в электромагнитном поле собственного излучения. Из-за этого замедления и становится возможным образование: 1) обеднения заселенности, приводящего к “провалу” в спектре усиления; 2) межзонных осцилляций электронов, не разрушаемых электрон-электронным рассеянием [3]. Причем замедляется и рассеяние дырок на дырках, или электрон-электронное рассеяние в валентной зоне. Если бы электро-электронное рассеяние доминировало, то все время поддерживалось бы фермиевское распределение носителей, отчего, казалось бы, МТН были бы синхронны (одновременно росли и спадали). Не исключено, что асинхронность МТН приводит и к замедлению перемещения длинноволнового склона спектра s-излучения в длинноволновую же сторону. Такую задержку

в [29] приняли (до обнаружения асинхронности) за признак замедления перенормировки ширины запрещенной зоны.

Можно было бы предположить, что замедление неупругого рассеяния носителей заряда друг на друге возникает по следующей причине (как некоторой аналогии предсказанного Дике [62] перехода системы двухуровневых атомов в когерентное состояние). Собственное переменное электромагнитное поле (s-излучение) прямозонного полупроводника связывает электрон с дыркой. Пара электрон-дырка образует микроосциллятор, или осциллирующий диполь. Эта связь делает электрон и дырку инерционнее по отношению к их рассеянию другими носителями заряда. Одинаковые осцилляторы, воздействуя друг на друга излучаемым полем, синхронизируются. Так связанные, синхронизирующиеся осцилляторы излучают когерентно. Отсюда могла бы происходить и когерентность s-компонент. Связь между осцилляторами, их когерентные колебания дополнительно делают электрон и дырку инерционнее по отношению к их рассеянию другими носителями заряда.

15. ПЕРЕХОД ОТ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОГО К ЛИНЕЙНОМУ ВОЗРАСТАНИЮ s-КОМПОНЕНТЫ

В работе [63] исследовались параметры и закономерности перехода от экспоненциального к линейному возрастанию s-компоненты. Место перекрытия кривых 2 и 3 на рис. 29 представляет собой область, где происходит переход от экспоненциального к линейному возрастанию интенсивности s-компоненты (далее – g-переход). Интервал времени, в которое происходит g-переход, и его середина представлены отрезком прямой и точкой соответственно на графике $t_r(\hbar\omega_s)$ (рис. 37). Интервал интенсивности I_{s-m} , в котором происходит g-переход, и середина интервала представлены на графике $I_r(\hbar\omega_s)$ (рис. 38). В работе [63] приводятся и другие экспериментальные спектры: спектр $L(\hbar\omega_s)$ диаметра L активной области, в которой генерируется s-компонента (подобный спектр см. на рис. 7, кривая 5); спектр характерного времени релаксации интенсивности I_{s-m} на спаде s-компоненты $\tau_{r-m}(\hbar\omega_s)$ (см. рис. 30, кривая 2); спектр обратного коэффициента ненасыщенного экспоненциального усиления $1/\gamma_i = \tau_{i-m} = f(\hbar\omega_s)$ (см. рис. 30, кривая 1).

Обсудим, какие закономерности g-перехода следуют из перечисленных экспериментальных результатов. Обнаруженное возрастание времени t_r (в пс) при уменьшении $\hbar\omega_s$ (в эВ) (см. рис. 37) имеет экспоненциальный характер и может быть аппроксимировано эмпирической формулой

$$t_{tr} = 7.4 + 0.6 \exp(-80(\hbar\omega_s - 1.42)), \quad (42)$$

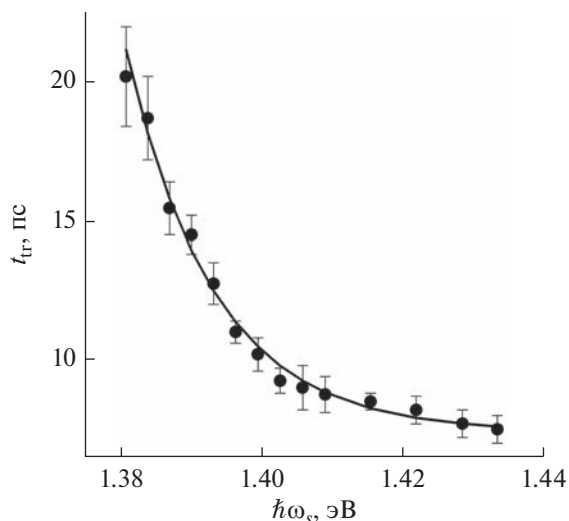


Рис. 37. Интервал времени от начала до конца g -перехода s -компоненты с энергией фотона $\hbar\omega_s$ (вертикальные отрезки) и момент времени t_{tr} , на который приходится середина интервала (точки); сплошная кривая построена по формуле (42).

где $1.42 \text{ эВ} \approx E_{g0}$. Сопоставление форм спектров $t_{tr}(\hbar\omega)$ и $1/\gamma_i = f(\hbar\omega_s)$ позволяет предположить связь t_{tr} и $1/\gamma_i$. Действительно, как обнаруживается из графика на рис. 39, между этими параметрами существует линейная зависимость

$$t_{tr} = 4.2/\gamma_i. \quad (43)$$

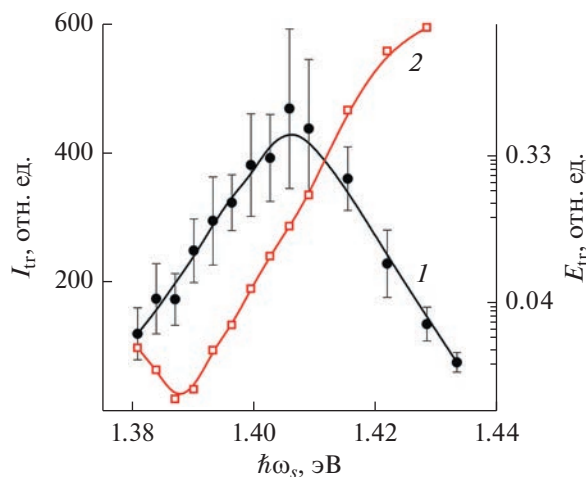


Рис. 38. Интервал интенсивности s -компоненты от начала до конца g -перехода (вертикальные отрезки) и интенсивность I_{tr} в середине интервала (темные точки) в функции от энергии фотона $\hbar\omega_s$ s -компоненты (сказанное относится к интенсивности, непосредственно измеренной фотоприемником) (условно кривая 1); средняя по активной среде плотность энергии E_{tr} s -компоненты во время g -перехода (светлые квадраты), тоже в функции от $\hbar\omega_s$. Кривые 1 и 2 проведены для наглядности.

Из нее следует, что g -переход происходит, когда будет выполнено универсальное условие

$$\gamma_i t_{tr} = 4.2. \quad (44)$$

Подобное (44) по сути условие перехода от экспоненциального к линейному возрастанию, но только в одномерной, стационарно и однородно накачиваемой активной среде, было теоретически предсказано в работе [5] и уже приводилось в разд. 4:

$$g_h l_1 \sim 10. \quad (45)$$

Условие (45) — это один из результатов решения уравнений насыщения для беззеркальных лазерных усилителей в указанной работе. Корректно сравнить количественно условия (44) и (45) затруднительно, в частности, из-за следующего отличия. В нашем случае излучение генерируется в динамическом режиме, при пикосекундной пространственно неоднородной накачке, в активной среде волноводной гетероструктуры, где формируются почти стоячие волны [21], и пр. Как грубое приближение, только чтобы сравнить произведения (44) и (45) по порядку величины, можно принять соотношение

$$\gamma_i \approx g_h c / 2n_0, \quad (46)$$

где коэффициент 2 введен в предположении, что усиление происходит только в местоположении пучностей почти стоячей волны. Принимая также, что $l_1 = ct_{tr}/n_0$, а g_h определяется из выражения (46), учитывая (44), получаем $g_h l_1 \approx 8.4$. Такое значение $g_h l_1$ не противоречит условию (45), указывающему только порядок величины этого произведения.

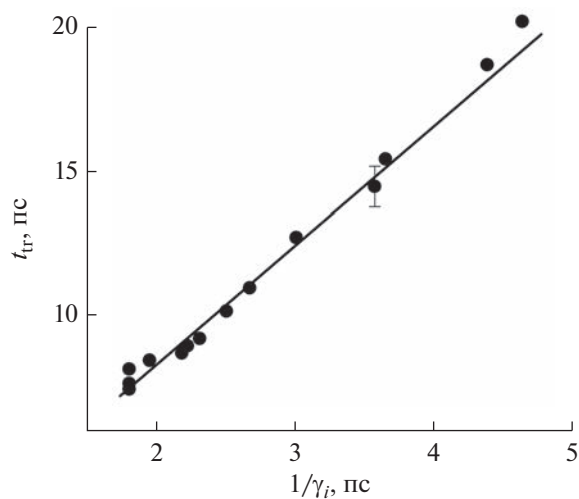


Рис. 39. Зависимость момента времени t_{tr} в середине g -перехода от обратной величины коэффициента ненасыщенного усиления $1/\gamma_i$; сплошная прямая построена по формуле (43).

Таким образом, экспериментально получено универсальное условие (45) перехода от экспоненциального к линейному возрастанию во времени (или от режима ненасыщенного усиления к режиму насыщения усиления) стимулированного излучения, генерируемого в волноводной полупроводниковой гетероструктуре при ее пикосекундной накачке. И это условие не противоречит предсказанному ранее теоретически для усиления в пространстве в существенно иных условиях.

Учитывая, что в соответствии с круглым фокусным пятном луча накачки активная среда в волноводной гетероструктуре для каждой s -компоненты по форме похожа на диск, предположительно следующее. Спектральная компонента в активной области подобна цилиндрической волне, частично стоячей (можно сказать, и частично бегущей). При таком представлении излучения корректнее считать, как и в разд.14, что $I_{s-m}(t) \sim E_s(t)$. Тогда из спектра интенсивности $I_{tr}(\hbar\omega_s)$ во время g -перехода и спектра диаметра активной области $L(\hbar\omega_s)$ s -компоненты получаем спектр средней по активной среде плотности энергии s -компоненты во время g -перехода

$$E_{tr} = kI_{tr}/L^2 = f(\hbar\omega_s),$$

где $k = \text{const}$. Обоснованность подобного рода процедуры очевидна еще и из пояснений в [30]. Спектр $E_{tr}(\hbar\omega_s)$ представлен в полулогарифмическом масштабе (для большей ясности мелкомасштабных особенностей) на рис. 38. Обращает на себя внимание то, что такой график качественно антикоррелирует с графиком спектра характерного времени релаксации s -компоненты $\tau_{r-m} = f(\hbar\omega_s)$ (см. рис. 30). Точнее, плотность энергии E_{tr} связана с суммой $(1/\gamma_i + \tau_{r-m})$ зависимостью

$$E_{tr} = 0.045 + 250 \exp(-(1/\gamma_i + \tau_{r-m})/1.6), \quad (47)$$

график которой представлен на рис. 40 (сплошная кривая). Этот график и экспериментальные точки даны в полулогарифмическом масштабе опять же для большей ясности мелкомасштабных особенностей и их соответствия аппроксимации (47). Зависимость (47) подтверждается и тем, что экспериментальные точки E_{tr} , относящиеся к разным $\hbar\omega_s$, τ_{r-m} и γ_i , практически совпадают на графике $E_{tr} = f(1/\gamma_i + \tau_{r-m})$ при одинаковом значении суммы $(1/\gamma_i + \tau_{r-m})$.

В области экстремумов зон проводимости и валентной ЭТН делится на части. Напомним, что МТН – это часть ЭТН, заполняющая носителями (электронами и дырками) пары одночастичных квантовых состояний, связанных прямым оптическим переходом с фиксированной $\hbar\omega_s$. Одно состояние из каждой пары находится на энергетическом уровне в зоне проводимости (c), другое на энергетическом уровне в валентной зоне (v).

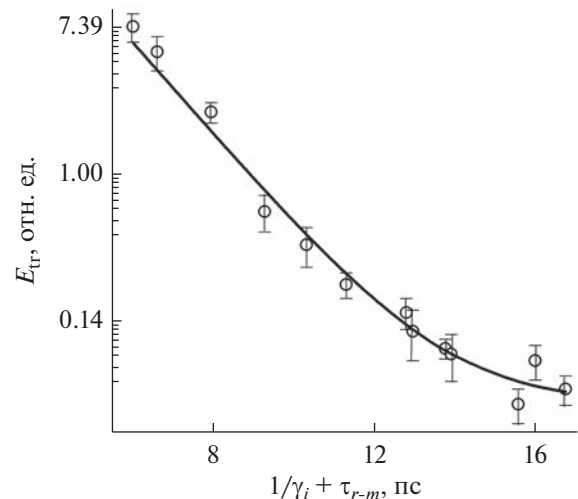


Рис. 40. Зависимость плотности энергии E_{tr} s -компоненты во время g -перехода, средней по активной среде, от суммы $(1/\gamma_i + \tau_{r-m})$.

До наступления g -перехода спектр коэффициента усиления неизменен, $\gamma_i = \text{const}$ при фиксированной $\hbar\omega_s$ [61]. Поэтому в первом приближении можно представить, что скорость вынужденной рекомбинации носителей с каждой пары оптически связанных cv -уровней и МТН на эту пару уровней находятся в динамическом равновесии, возрастая экспоненциально со временем. Это режим ненасыщенного усиления. Наступает момент, когда скорость рекомбинации возрастет настолько, что МТН не сможет далее компенсировать рекомбинацию носителей, доставленных им на пару cv -уровней. Начинается обеднение инверсной населенности. Возникает провал в спектре усиления (см. рис. 7). Начинается режим насыщения усиления. Далее на фронте энергия s -компоненты в активной среде растет уже линейно со временем

$$E_s = E_{tr}[1 + \gamma_L(t - t_{tr})]. \quad (48)$$

Это вытекает из пропорциональности $I_{s-m}(t) \sim E_s(t)$ и (33). Формулу (37) представим в несколько ином виде

$$\gamma_L(\hbar\omega) \approx \gamma_i(\hbar\omega_s) + 1/\tau_{r-m}(\hbar\omega_s). \quad (49)$$

В наших условиях изменение γ_i с $\hbar\omega_s$ обусловлено, в частности, изменением комбинированной, или объединенной, плотности состояний $\rho \sim (\hbar\omega_s - E_g)^{1/2}$, т.е. плотности указанных пар одночастичных квантовых состояний в паре cv -уровней [4, 25]. Естественно, что, во-первых, МТН тем больше, чем больше плотность ρ , которой пропорционален γ_i . Отсюда следует, что МТН тем больше, чем больше γ_i . Во-вторых, чтобы началось насыщение усиления, нужна рекомбинация с превышающей МТН скоростью. Эта скорость

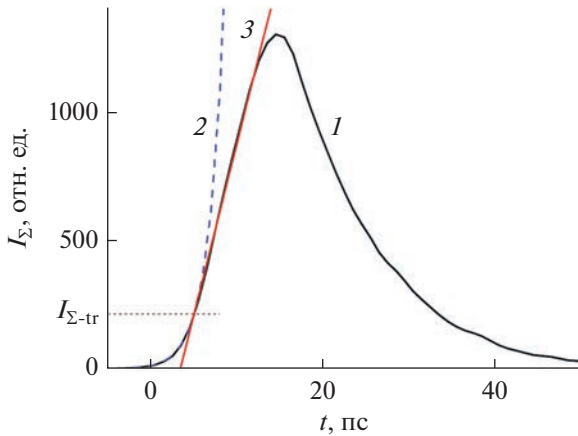


Рис. 41. Хронограмма интегрального по спектру s-излучения при энергии импульса накачки $W_{\text{ex}} = 3.3$ отн. ед. (1) из [29] и касательные к хронограмме: экспоненциальная (2) и линейная (3).

пропорциональна E_s (в согласии с [36]), и во время g-перехода она пропорциональна E_{tr} . Вкупе из первого и второго следует, что увеличение γ_i должно вызывать увеличение E_{tr} . Это качественно поясняет зависимость E_{tr} от γ_i в (47).

Аналитическое выражение времени τ_T (23) было получено в теории [7] для случая, когда излучение одномодовое. Но в работе [36] подтвердилось предположение, что это выражение можно распространить и на случай, когда излучение является световым континуумом, как в GaAs. Подтверждением было то, что выражениям (22) и (24) удовлетворяла экспериментальная зависимость $\tau_R(D_{\text{ex}})$. К последней зависимости впоследствии оказались близки зависимости $\tau_{r-m}(L)$. Это позволяет предположить следующее. Поскольку время τ_T , а значит и время τ_R , характеризует ЭТН, то время τ_{r-m} характеризует МТН. Тогда той s-компоненте, у которой τ_{r-m} меньше, соответствует больший МТН, а значит, большая E_{tr} . Это соответствует зависимости (47). В целом присутствие γ_i и τ_{r-m} в (47) означает, что плотность энергии E_{tr} тем больше, чем: а) больше плотность состояний, на которые МТН доставляет носители; б) интенсивнее доставляющий эти носители МТН.

Данное исследование позволило установить экспериментально условия перехода от режима ненасыщенного усиления к режиму насыщения усиления, иначе говоря, функциональные зависимости параметров s-компоненты при переходе. Тем самым было восполнено не достававшее звено, чтобы вместе с предшествовавшими исследованиями можно было представить, в первом приближении, эволюцию “каждой” s-компоненты на всех ее этапах.

16. АНОМАЛЬНО БЫСТРОЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ s-ИЗЛУЧЕНИЯ И ВОЗМОЖНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЕГО ИНТЕНСИВНОСТИ ОТ ПЛОТНОСТИ ЭДП

Приведем оценку, позволяющую понять возникновение стимулированного излучения уже в начале мощной пикосекундной накачки. Воспользуемся при оценке данными из [29]. В единице объема максимальная скорость стимулированной рекомбинации равна

$$R_{\text{st-max}} = (n_{\text{max}} - n_{\text{max}}/e)/\tau_R = 3.6 \times 10^{29} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (50)$$

где $n_{\text{max}} = 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau_R = 12.2$ пс при $D_{\text{ex}} = 0.05$ см. Скорость стимулированной рекомбинации во время перехода (tr) от экспоненциального к линейному возрастанию s-излучения со временем составляет

$$R_{\text{st-tr}} = R_{\text{st-max}}(I_{\Sigma\text{-tr}}/I_{\Sigma\text{-max}}) \approx 5.97 \times 10^{28} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (51)$$

где $I_{\Sigma\text{-max}} \approx 1301$ отн. ед., $I_{\Sigma\text{-tr}} \approx 214$ отн. ед. — интенсивность s-излучения, интегрального по спектру, во время указанного перехода (рис. 41).

Величина ненасыщенного коэффициента усиления, полученная из графика $I_{\Sigma}(t)$ (см. рис. 41), равна $\gamma_i = 0.55 \text{ пс}^{-1}$. Переход от экспоненциального к линейному возрастанию s-излучения происходил приблизительно в момент времени $t_{tr} \approx 7.1$ пс. Произведение $\gamma_i t_{tr} = 3.91$, что близко к условию g-перехода (44), полученному для s-компонент. Скорость пороговой спонтанной рекомбинации, генерировавшей спонтанное излучение, с усиления которого начиналось стимулированное излучение, равнялась

$$R_{\text{sp-e}} = R_{\text{st-tr}}/\exp(\gamma_i t_{tr}) = 1.2 \times 10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (52)$$

Так как спектральная полоса усиления света несколько уже (максимум, вдвое, см. рис. 7) ширины спектра спонтанного излучения, то скорость полной спонтанной рекомбинации R_{sp} при пороге образования стимулированного излучения, по-видимому, находится в диапазоне $1.2 \times 10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1} < R_{\text{sp}} < 2.4 \times 10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Скорость спонтанной рекомбинации определяется выражением

$$R_{\text{sp}} = Bnp, \quad (53)$$

где $B = 7.2 \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ при комнатной температуре $T_R = 294$ К. Получаем оценку пороговой плотности носителей $n_{\text{th}} \approx (1.3...1.8) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, близкую к оценкам из [10, 13, 35], при которой уже должна существовать инверсия населенности согласно расчетам [45, 64].

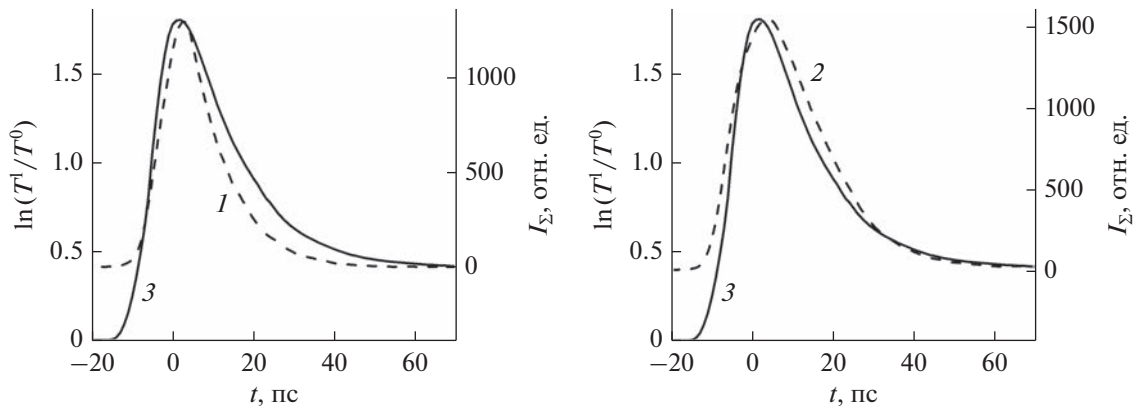


Рис. 42. Хронограммы $I_{\Sigma}(t)$ s-излучения при несколько отличных W_{ex} и диаметре $D_{\text{ex}} = 0.5$ [29] (1) и 0.54 мм [36] (2); график просветления в реальном времени (3).

Таким образом, оценки, основанные на экспериментальных данных, подтверждают предложенное в [63] объяснение anomalно быстрого возникновения стимулированного излучения. Такое возникновение вызвано тем, что скорость спонтанной рекомбинации приобретает значение, соответствующее пороговой плотности n_{th} накаченных носителей, с инерционностью, не превышающей нескольких пикосекунд. Увеличение времени возникновения стимулированного излучения по отношению к началу накачки, наблюдавшееся, например, при уменьшении W_{ex} в [29], объясняется просто. Чем меньше W_{ex} , тем позднее плотность накачиваемых носителей достигнет пороговой плотности n_{th} и начнется усиление спонтанного излучения.

Отметим вытекающую из изложенного в разд. 9 и далее небезынтересную перспективу. Из выражений (17) и (21) следует

$$I_{\Sigma} \sim \left| \frac{dn}{dt} \right| = \frac{n - n_{\text{th}}}{\tau_R}. \quad (54)$$

То есть при релаксации интенсивность s-излучения, интегрального по спектру, пропорциональна надпороговой плотности носителей. Релаксацией плотности носителей “управляет”, как следует из (22), их охлаждение или, иначе говоря, ЭТН. Поскольку эксперименты выявили влияние ЭТН и на фронте, и в максимуме s-излучения, то естественно предположить, что, хотя бы в первом приближении ЭТН определяет интенсивность s-излучения на всем его протяжении, где тогда справедливо и соотношение (54). В этом случае в течение s-излучения его интенсивность пропорциональна превышению плотности носителей над пороговым уровнем, точнее, величине $(n - n_{\text{th}})/\tau_R$. Как проиллюстрировано в [1, рис. 11], при пороговом состоянии ЭДП на изменение просветления в большей степени влияет изменение плотности неравновесных носителей, чем их

температуры. Поэтому изменение надпороговой плотности $(n - n_{\text{th}})$ со временем приблизительно отображает обратимое просветление. Из-за необходимости минимизировать энергию зондирующего импульса обычно измеряют просветление корреляционным методом, в функции от времени задержки τ_d зондирующего импульса относительно накачки. Д.Н. Забегаевым была создана программа математического получения из изменения просветления с τ_d его обратимого изменения в реальном времени $\ln(T^1/T^0) = f(t)$. Не располагая результатами измерений просветления и s-излучения в строго одинаковых условиях, были взяты для примера измеренные в разное время хронограммы s-излучения на рис. 42 (кривые 1 и 2) и зависимость $\ln(T^1/T^0) = f(t)$ (кривая 3). Одна из хронограмм оказалась несколько уже, другая немного шире кривой обратимого просветления. Активный рост s-излучения, представляемого кривой 1, начинается примерно, когда просветление достигает порогового уровня, равного величине остаточного просветления при $t > 50$ пс, которому соответствует плотность n_{th} . Это предполагалось выше в этом параграфе и согласуется со сделанной там оценкой. На графике 2 s-излучение возникает несколько раньше того, когда просветление на графике 3 достигает порогового уровня. Это, видимо, свидетельствует о том, что такое s-излучение генерировалось при большей W_{ex} , чем просветление на графике 3, отчего пороговый уровень достигался раньше.

При сопоставлении хронограмм s-излучения и графика обратимого просветления обнаружено, что они достаточно близки. Это позволяет считать реалистичным как исходное предположение, что интенсивность s-излучения пропорциональна превышению плотности носителей над пороговым уровнем, так и его предпосылку, что в первом приближении ЭТН определяет интенсивность s-излучения на всем его протяжении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально получено следующее представление о собственном стимулированном (усиленном спонтанном) пикосекундном излучении (s-излучении) в режиме насыщения усиления в гетероструктуре из полупроводников A_3B_5 . Мощная оптическая накачка создает в GaAs пороговую для образования s-излучения плотность носителей за несколько пикосекунд. Скорость спонтанной рекомбинации достигает расчетного для этой плотности значения с инерционностью ~ 1 пс. Отсюда аномально быстрое возникновение s-излучения. Внутри гетероструктуры s-излучение наводит брэгговскую решетку населенности. Интерференционная картина спектра излучения, вызванная отражением решетки спектральных компонент излучения (s-компонент), свидетельствует о существенной когерентности s-излучения, ранее предполагавшейся низкой для стимулированного излучения. Когда произведение коэффициента γ_i ненасыщенного усиления s-компоненты на время t_{tr} , отсчитываемое от начала s-компоненты, достигает экспериментально установленной константы $\gamma_i t_{tr} = 4.2$, возрастание плотности энергии моды в активной среде меняется с экспоненциального на линейное. Во время достижения этого условия происходит переход от режима ненасыщенного усиления к режиму насыщения усиления, в котором обнаружены перечисляемые ниже явления.

Для того чтобы энергетический транспорт накаченных носителей в область экстремумов зон проводимости и валентной, откуда носители рекомбинируют, был сбалансирован с их вынужденной рекомбинацией, происходит обеднение инверсной населенности электронов (“выжигание” провала в спектре усиления). Электрон-электронное рассеяние оказывается не способным залечивать подобное отклонение от фермиевского распределения носителей, образуемое s-излучением. При условии достаточного совершенства кристаллической решетки возникает периодическая трансляция провала по спектру фундаментального поглощения света, требуемая для детального равновесия переходов электронов с излучением и поглощением LO-фононов. Благодаря этой трансляции ширина $\sim \Delta_{LO}$ спектра усиления и основания мгновенного спектра s-излучения лишь ненамного превышает энергию LO-фонона. При такой “узкой” полосе усиления ею можно пренебречь в некоторых случаях, и соответствующее состояние электронно-дырочной плазмы считать пороговым. В таком приближении температура и плотность ЭДП становятся взаимосвязаны. Из-за этого, во-первых, с плотностью электронов становятся однозначно связаны: перенормировка запрещенной зоны из-за их кулоновского взаимодействия, их распределение между долинами, частота плазмонов и др.

Во-вторых, возникает связь характерного пикосекундного времени τ_R релаксации как плотности ЭДП, так и интенсивности s-излучения (интегрального по спектру) с характерным временем τ_T остывания носителей заряда. Взаимодействие носителей с s-излучением замедляет время τ_T , и, значит, замедляет ЭТН. При балансе ЭТН и ВНР образуется связь времени τ_R с теми параметрами ЭДП, s-излучения и GaAs, от которых зависит время τ_T . Возникает антикорреляция между максимальной интенсивностью s-излучения и временами τ_T и τ_R . Превышение длительности s-излучения, интегрального по спектру, над длительностью пикосекундной накачки и особенности формы огибающей s-излучения определяются тоже временем τ_R или τ_T , а фактически замедлением ЭТН. Из-за пространственно неоднородной накачки длина L усиления (диаметр активной области) s-компоненты оказывается разной для разных s-компонент. Возникает зависимость характерного пикосекундного времени τ_{r-m} релаксации s-компоненты от L . Обнаруживается остаточное характерное время релаксации, универсальное в том смысле, что никакая миниатюризация активной области предположительно не может сделать его меньше при горячей ЭДП. Коэффициент линейного возрастания на фронте, максимальная плотность энергии s-компоненты в ее активной среде, время достижения этого максимума, длительность s-компоненты, плотность ее энергии во время перехода от экспоненциального к линейному возрастанию, — все оказывается зависящим от коэффициента γ_i и времени τ_{r-m} s-компоненты. Названные параметры различаются для разных s-компонент и закономерно меняются при изменении энергии фотона s-компоненты. То, что изменения со временем интенсивности s-компонент протекают в итоге асинхронно, дает, видимо, новое свидетельство замедления рассеяния носителей друг на друге, когда они находятся в поле собственного электромагнитного излучения.

На основании полученных экспериментальных результатов квинтэссенцию генерации интенсивного излучения при насыщении его усиления можно предположить следующей. ЭТН представляет собой релаксацию накаченных носителей в энергетическом пространстве на нижерасположенные энергетические уровни. Он доставляет накаченные носители к экстремумам зон проводимости и валентной. Оттуда носители вынужденно рекомбинируют при ширине спектра усиления $\sim \Delta_{LO}$. ВНР находится в динамическом равновесии (сбалансирована) с ЭТН. Генерируемое при ВНР излучение, взаимодействуя с носителями, подогревает их, замедляя их охлаждение и ЭТН. Последнее замедляет ВНР, что влияет на интенсивность излучения. Подобная отрицательная обратная связь (ООС) предложена в [7]. Изменения ЭТН и

ВРН, в том числе и в процессе ООС, идут так, чтобы соотношение плотности носителей и их температуры соответствовало пороговому состоянию ЭДП. Образующаяся в таких условиях ВРН определяет интенсивность излучения.

В таком представлении интенсивность s-излучения определяется без необходимости измерения или расчета спектра коэффициента усиления с учетом всех влияющих на него факторов в реальных условиях эксперимента. Во-первых, достаточно знать превышение плотности носителей заряда над тем её остаточным значением, когда s-излучение заканчивается и температура GaAs комнатная. Во-вторых, надо знать характерное время охлаждения накаченных носителей заряда, которое связано простым соотношением с измеряемым в реальном времени характерным временем релаксации интенсивности s-излучения.

Экспериментально полученное и суммированное в обзоре представление о стимулированном излучении в режиме насыщения усиления существенно пополнено и конкретизировано по сравнению с предполагавшимся ранее. К тому же, наконец, экспериментально прямо доказана связь стимулированного и спонтанного излучения. Большинство закономерностей в перечисленных выше явлениях аппроксимируются эмпирическими формулами, доказывающими определяющую роль: (а) энергетического транспорта носителей, замедленного из-за их взаимодействия с излучением, (б) порогового состояния ЭДП. Эти закономерности уже можно учитывать, решая и чисто научные, и прикладные задачи.

Можно надеяться, что обзор представляет также необходимую экспериментальную базу для развития теоретического и дальнейшего экспериментального исследования режима насыщения усиления, одного из разделов еще недостаточно исследованной нелинейной динамики генерации интенсивного стимулированного излучения в гетероструктурах прямозонных полупроводников. Теория нужна, в частности, чтобы объяснить предполагавшееся и в [3] снижение эффективности неупругого рассеяния носителей друг на друге, когда они находятся в поле собственного излучения. Здесь оно делает возможной асинхронность микропотоков носителей на энергетические уровни, с которых они рекомбинируют. Различие микропотоков тоже представляет интерес для теоретических и экспериментальных исследований.

Отметим также, что развитие экспериментальных и теоретических исследований в представленной актуальной области отвечало бы и интересам совершенствования сверхбыстродействующей полупроводниковой оптоэлектроники.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Считаем важным подчеркнуть, что фундамент исследования пикосекундного интенсивного стимулированного излучения и вызываемых им нелинейных оптоэлектронных эффектов в гетероструктуре, описанного в настоящем обзоре и обзорах [1–3], был создан при существенном участии В.И. Переля в наших совместных работах, о чем мы всегда помним и за что безмерно ему благодарны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Kumeikov S.E. et al. // Proc. SPIE. 1992. V. 1842. P. 70.
2. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Kriwonosov A.N. и др. // Известия РАН. Сер. Физическая. 1994. Т. 58. № 7. С. 89.
3. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Kriwonosov A.N. // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. № 6. С. 1018.
4. Звелто О. Принципы лазеров. СПб.: Лань, 2008.
5. Casperson L.W. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. № 1. P. 256.
6. Соловьев В.Д. Физика лазеров. Текст лекций (4-й курс). СПб.: СПб гос. политех. ун-т, 2012. <http://elibr.spbstu.ru/dl/2313.pdf/download/2313.pdf>.
7. Калафати Ю.Д., Кокин В.А. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 6. С. 1793.
8. Bronevoi I.L., Gadonas P.A., Krasauskas V.V. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т.42. № 8. С. 322.
9. Грибковский В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск: Наука и техника, 1975.
10. Bronevoi I.L., Kumeikov S.E., Перель В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 8. С. 368.
11. Hulin D., Joffre M., Migus A. et al. // J. de Physique Colloques. 1987. V. 48. № C5. P. 267.
12. Fox A.M., Manning R.J., Miller A. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. № 11. P. 4287.
13. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Dyadyushkin E.G. et al. // Sol. Stat. Commun. 1989. V. 72. № 7. P. 625.
14. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Дядюшкин Е.Г., Явич Б.С. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 5. С. 252.
15. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. № 4. С. 634.
16. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. // ФТП. 2020. Т. 54. № 1. С. 25.
17. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 2003.
18. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Забегаев Д.Н. и др. // ПТЭ. 2011. № 4. С. 108.
19. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 11. <http://jre.cplire.ru/jre/nov18/13/text.pdf>.
20. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 2. С. 227.

21. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2020. Т. 54. № 10. С. 1018.
22. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973.
23. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ФТП. 2002. Т. 36. № 2. С. 144.
24. Goebel E.O., Hildebrand O., Lohnert K. // IEEE J. Quantum Electron. 1977. V. 13. № 10. P. 848.
25. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1981.
26. Бронево́й И.Л., Кривоносов А.Н. // ФТП. 1998. Т. 32. № 5. С. 537.
27. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2021. Т. 55. № 2. С. 121.
28. Shah J., Leheny R.F., Lin C. // Sol. Stat. Commun. 1976. V. 18. № 8. P. 1035.
29. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2017. Т. 51. № 5. С. 594.
30. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2022. Т. 56. № 3. С. 307.
31. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2012. Т. 46. № 7. С. 944.
32. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Кривоносов А.Н. и др. // ФТП. 2007. Т. 41. № 12. С. 1418.
33. Бронево́й И.Л., Кривоносов А.Н. // ФТП. 1998. Т. 32. № 5. С. 542.
34. Stern F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 12. P. 5382.
35. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2001. Т. 35. № 1. С. 65.
36. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2019. Т. 53. № 11. С. 1471.
37. Ageeva N.N., Borisov V.B., Bronevoi I.L. et al. // Sol. Stat. Commun. 1990. V. 75. № 3. P. 167.
38. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Mironov V.A. et al. // Sol. Stat. Commun. 1992. V. 81. № 12. P. 969.
39. Olego D., Cardona M. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. № 2. P. 886.
40. Tarucha S., Kobayashi H., Horikoshi Y., Okamoto H. // Japan J. Appl. Phys. 1984. V. 23. № 7R. P. 874.
41. Райс Т., Хенсел Дж., Филлипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М.: Мир, 1980.
42. Теория неоднородного электронного газа / Под ред. С. Лундквиста и Н. Марча. М.: Мир, 1995.
43. Combescot M., Noziers P. // J. Phys. C. 1972. V. 5. № 17. P. 2369.
44. Blakemore J.S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 10. P. R123.
45. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981.
46. Casey Jr. H.C., Stern F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 2. P. 631.
47. Sernelius B.E. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. № 12. P. 8582.
48. Camassel J., Auvergne D., Mathieu H. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. № 6. P. 2683.
49. Tomita A., Suzuki A. // IEEE J. Quantum Electron. 1987. V. 23. № 7. P. 1155.
50. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Perel' V.I. // Sol. Stat. Commun. 1995. V. 94. № 5. P. 363.
51. Бломберген Н. // Успехи физ. наук. 1969. Т. 97. № 2. С. 307.
52. Платцман Ф., Вольф П. // Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975.
53. Skerdin G., Stiens J., Vouckcx R. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85 № 7. P. 3792.
54. Brinkman W.F., Rice T.M. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. № 4. P. 1508.
55. Маделунг О. // Теория твердого тела. М.: Наука, 1980.
56. Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. № 3. P. R1.
57. Dreselhaus G., Kip A.F., Kittel C. // Phys. Rev. 1955. V. 98. № 2. P. 368.
58. Грундман М. // Основы физики полупроводников. М.: Физматлит, 2012.
59. Кумеков С.Е., Перель В.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 346.
60. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2021. Т. 55. № 2. С. 113.
61. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2021. Т. 55. № 5. С. 434.
62. Dicke R.H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. № 1. P. 99.
63. Агеева Н.Н., Бронево́й И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. // ФТП. 2022. Т. 56. № 4. С. 394.
64. Физика полупроводниковых лазеров / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989.