

ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗОНДИРУЮЩЕГО ПИКОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА, ВЫЗВАННЫЕ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ С СОБСТВЕННЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ СТИМУЛИРОВАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В GaAs

Н. Н. Агеева, И. Л. Бронево́й, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов*

*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 августа 2014 г.

Ранее [1] в тонком слое (толщиной около 1 мкм) GaAs, подвергнутом мощной пикосекундной накачке, была обнаружена автомодуляция спектра поглощения пикосекундного импульса света. Из анализа ее характеристик [5] вытекало, что зависимости поглощения зондирующего импульса от энергии импульса накачки и от пикосекундной задержки между накачивающим и зондирующим импульсами должны быть автомодулированы осцилляциями. Такая автомодуляция экспериментально обнаружена в настоящей работе. При определенных условиях осцилляции поглощения оказались функцией доли энергии собственного пикосекундного стимулированного излучения GaAs, расположенной над определенным порогом в области перекрытия фронта излучения с фронтом зондирующего импульса. Обнаруживается сходство осцилляций поглощения с выявленной ранее [4] автомодуляцией характеристик собственного излучения. Это позволяет предполагать, что в основе автомодуляции поглощения и излучения лежит один и тот же тип взаимодействия световых импульсов в активной среде, физический механизм которого еще предстоит выявить.

DOI: 10.7868/S0044451015040102

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] была обнаружена и в последующих работах авторов исследовалась автомодуляция спектра поглощения $\alpha(\hbar\omega_p)$ пикосекундного импульса света в тонком слое GaAs, подвергнутом пикосекундной накачке (α — коэффициент поглощения, $\hbar\omega_p$ — энергия фотона зондирующего импульса). Вследствие накачки в GaAs сверхбыстро возникало пикосекундное стимулированное краевое излучение (далее называемое просто излучением) [2], обладавшее (еще до достижения им торцов образца) бистабильной автомодуляцией спектра [3]. Последняя создавалась собственными модами активного резонатора, образованного продольными плоскими границами слоя GaAs. Характеристики излучения, выходящего из торца, оказались тоже автомодулированными [4].

С помощью фурье-анализа эволюции спектров поглощения в области $\tau \sim 0$ была выведена амплитудо-фазо-частотная характеристика модуляции спектров (τ — задержка зондирующего импульса относительно импульса накачки) [5]. Из фурье-анализа следовало предположение, что поглощение зондирующего импульса с фиксированной энергией фотона $\hbar\omega_p$, выбранной с учетом фазовой характеристики, должно иметь компоненту, осциллирующую при изменении τ . Осциллирующий вклад в зависимость $\alpha(\tau)$ был обнаружен в настоящей работе.

Циклическое изменение модуляции части спектра поглощения при изменении энергии W_{ex} возбуждающего импульса (накачки) и фиксированной задержке τ было обнаружено [6] и удовлетворительно объяснено [7]. Из этого вытекало, что зависимость $\alpha(W_{ex})$, измеряемая при фиксированных значениях τ и $\hbar\omega_p$, должна быть автомодулирована. В согласии с этим, в настоящей работе обнаружен осциллирующий вклад в зависимость $\alpha(W_{ex})$.

Указанные выше вклады позволяют предполагать, что энергообмен с помощью электрон-ЛО-фо-

*E-mail: bil@cplire.ru

нонного взаимодействия, происходящий между зондирующим импульсом и импульсом соответствующей спектральной компоненты излучения, осциллирует в зависимости от доли энергии излучения δW_s , которая будет подробно определена ниже. Соответственно, если раньше для объяснения изменений автомодуляции спектра поглощения с изменением τ предполагалось, как более вероятное, возникновение в реальном времени автоколебаний обеднения заселенностей энергетических уровней носителями заряда, то теперь более вероятной причиной представляется взаимодействие зондирующего импульса с импульсом собственного пикосекундного излучения. Это пока не ставит под сомнение образование самих обеднений, хотя бы потому, что помимо прочего они еще объясняют ограничение ширины спектра излучения в работе [8].

Обнаруживается сходство автомодуляций поглощения и излучения, которое, во-первых, позволяет предполагать, что в их основе лежит один и тот же тип взаимодействия световых импульсов в активной среде, физический механизм которого еще предстоит выявить. Возможно, это взаимодействие — разновидность вынужденного комбинационного рассеяния, как предполагалось в работе [3]. Во-вторых, сходство указывает на возможность изучать физический механизм нелинейного взаимодействия спектральных мод в активной среде полупроводниковых лазеров на примере взаимодействия излучения с направляемым в активную область извне зондирующим импульсом, параметры которого доступны регулированию и измерению. Такая перспектива интересна как возможный путь к исследованию механизма спектральных нестабильностей излучения полупроводниковых лазеров, в частности, конкуренции и перекрытия спектральных мод.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Поглощение α исследовалось по методике накачка–зондирование (excite-probe), широко используемой в оптической спектроскопии сверхбыстрых процессов [9]. Опыты проводились при комнатной температуре на пикосекундном лазерном комплексе с автоматизированной системой сбора и обработки измеряемых величин. Исходно комплекс был изготовлен в Научном центре лазерных исследований Вильнюсского государственного университета (ИЦЛИ ВГУ). Во время эксплуатации в ИРЭ РАН комплекс неоднократно модернизировался. Краткое представление о комплексе в его нынешнем виде

дано в работах [2, 10]. Образец представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с толщиной эпитаксиальных слоев соответственно 1.2–1.6–1.2 мкм. Гетероструктура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на (100)-подложке GaAs. Предназначавшаяся для исследований область гетероструктуры была освобождена от подложки с помощью химико-динамического травления. Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали 10^{15} см^{-3} . Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, предназначенные для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности, были прозрачны для света, используемого в эксперименте. На параллельные эпитаксиальным слоям поверхности образцов было нанесено двухслойное антиотражающее покрытие из SiO_2 и Si_3N_4 . Благодаря этому, отражение света, направленного близко к нормали к поверхности образца, не превышало 2% в реальных условиях наших экспериментов.

При межзонном поглощении мощного возбуждающего импульса (накачки) с энергией фотона $\hbar\omega_{ex} = 1.558 \text{ эВ}$, падавшего на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности, в слое GaAs генерировалась горячая электрон-дырочная плазма (ЭДП). Ее плотность ($n = p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) была достаточной для сверхбыстрого возникновения в GaAs стимулированного излучения. Интенсивность излучения, усилившегося преимущественно при его распространении вдоль слоя GaAs, могла превышать, по оценкам работы [11], величину $10^8 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$.

Зондирующий луч проходил через фотовозбужденную область слоя GaAs перпендикулярно плоскости слоя. Возбуждающий и зондирующий лучи были параллельно линейно поляризованы. Длительность возбуждающего и зондирующего импульсов на полувысоте (FWHM) составляла около 10 пс. Диаметры возбуждающего луча (FWHM) 0.5 мм, зондирующего 0.3 мм. Интегральная энергия возбуждающего импульса была больше интегральной энергии зондирующего импульса на три порядка. Изменение интенсивности света по сечению возбуждающего и зондирующего лучей было приблизительно гауссовым. Поэтому исходно плотность фотогенерируемой ЭДП должна иметь неоднородное распределение в пространстве [12].

Поглощение света определялось так же, как и в предшествующих работах. При минимально возможной энергии W_p зондирующего импульса измеряли оптическую плотность невозбужденного образца

$$\alpha_0 D = \ln \frac{T^0(\hbar\omega_p^*)}{T^0(\hbar\omega_p)},$$

где α_0 — коэффициент поглощения невозбужденного образца, D — толщина слоя GaAs, T — прозрачность образца, $\hbar\omega_p^*$ — энергия фотона, при которой еще не возникает межзонного поглощения света. Индекс «0» (здесь и ниже) означает отсутствие возбуждения (накачки). Затем измеряли просветление

$$\ln(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_p),$$

представлявшее уменьшение оптической плотности GaAs при его накачке (здесь индекс «1» означает наличие возбуждения). Для этого проводились измерения интегральной энергии прошедшего через образец зондирующего импульса, поочередно при накачке и без нее. Учитывались только те измерения, для которых интегральные энергии опорных импульсов в каналах зондирования и возбуждения отклонялись от заданных значений не более чем на $\pm 4\%$ (опорные импульсы — это фиксированные доли энергии возбуждающего и зондирующего импульсов, отщепляемые от них до их падения на образец). По результатам около ста измерений рассчитывалось просветление

$$\ln \frac{T^1}{T^0} = \ln \frac{E_p^1 E_r^1}{E_p^0 E_r^0},$$

где E_p — средняя энергия зондирующего импульса, E_r — средняя энергия опорного импульса в канале зондирования. Коэффициент поглощения света α в фотовозбужденном слое GaAs определяли, пользуясь выражением

$$\alpha = \alpha_0 - \frac{\ln(T^1/T^0)}{D}.$$

В работе [3] было обнаружено выделение в спектре излучения двух наборов (i и h) эквидистантных мод излучения. С начала накачки в спектре доминировали по интенсивности i -моды, а после прохождения максимума накачки — уже преимущественно h -моды. Было предположено, что фазовая характеристика модуляции спектра поглощения связана с модовой структурой спектра излучения. К началу настоящей работы возникло предположение, что модуляция поглощения — это результат взаимодействия, протекающего при участии ЛО-фононов, между зондирующим импульсом и той компонентой стимулированного излучения, энергия фотона которой меньше на $k\Delta$ энергии фотона зондирующего импульса; здесь k — целое число, $\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h)$, $\hbar\omega_{LO}$ — энергия ЛО-фонона,

m_e и m_h — массы электрона и тяжелой дырки. При указанной величине Δ разность энергий уровней, на которые генерируются электроны при поглощении зондирующего импульса и с которых стимулировано рекомбинируют электроны, равна $k\hbar\omega_{LO}$. Участие электрон-ЛО-фононного взаимодействия в образовании автомодуляции поглощения было доказано [13, 14].

Учитывая сказанное выше, мы проводили исследование при двух энергиях фотонов зондирующего импульса $\hbar\omega_p = \hbar\omega_{s-i} + \Delta = 1.435$ эВ и $\hbar\omega_p = \hbar\omega_{s-h} + \Delta = 1.440$ эВ, где $\hbar\omega_{s-i} = 1.395$ эВ и $\hbar\omega_{s-h} = 1.400$ эВ — энергии i -моды и h -моды [3]. Заметим, что в работах [3] и в настоящей как образцы, так и накачка были очень сходны. Ограничение значений параметров, при которых проводились измерения, связано с большой длительностью измерений.

В работе [15] было проанализировано изменение интенсивности стимулированного излучения в пространстве в активной области. Согласно этой работе, интегральная по всем направлениям интенсивность должна иметь минимум в центре области, а по мере удаления от центра возрастать и насыщаться. В нашем случае при радиальном распространении излучения в плоскости слоя GaAs при еще большем удалении от центра интенсивность должна уже убывать. Такое немономонное изменение интенсивности излучения I_s в пространстве позволяло варьировать ее в месте зондирования, изменяя не интенсивность накачки, а величину θ — сдвиг центра луча накачки относительно неизменного положения центра зондирующего луча в плоскости образца. Это избавляло от необходимости существенно увеличивать энергию накачки для повышения I_s , что могло бы привести к радиационному повреждению образца при многократном его облучении.

При постановке эксперимента необходимо было принимать во внимание параметрический чирп зондирующего импульса. Параметрический чирп — это линейная модуляция частоты света, генерируемого, как и в нашем упомянутом выше комплексе, параметрическим генератором света (ПГС) на кристалле LiNbO₃ с накачкой излучением второй гармоники пикосекундного лазера на АИГ: Nd³⁺. Такой чирп был обнаружен и исследован в работах [16–18]. Чтобы сделать несущественным его влияние, в настоящей работе измерялось поглощение не всего зондирующего импульса, а его части со спектральной шириной $\delta\hbar\omega_p$, указываемой далее в подписях к рисункам. Середина участка $\delta\hbar\omega_p$ находилась на вершине спектра зондирующего импульса.

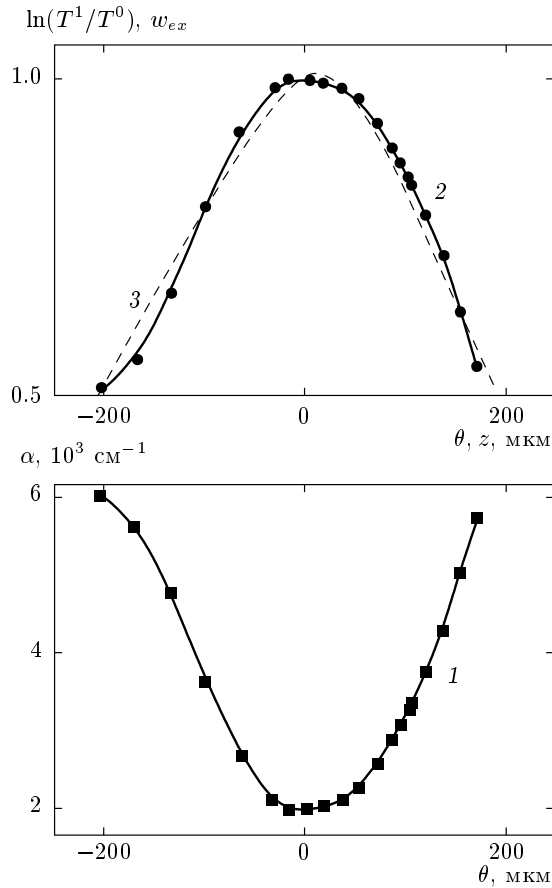


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения α (кривая 1) и просветления $\ln(T^1/T^0)$ (кривая 2) от сдвига θ , измеренные при $\tau = -3$ пс, $W_{ex} = 2.7$ отн. ед., $\delta\hbar\omega_p = 2.3$ мэВ. Кривая 3 — распределение энергии накачки $w_{ex}(z)$ в плоскости образца. Значения $\ln(T^1/T^0)$ и w_{ex} нормированы на их величины при $\theta = 0$ и $z = 0$

На рис. 1 кривые 1 и 2 представляют соответственно экспериментальные зависимости $\alpha(\theta)$ и $\ln(T^1/T^0) = f(\theta)$ при $\tau = -3$ пс, $W_{ex} = 2.7$, $\delta\hbar\omega_p = 2.3$ мэВ. Для сравнения на том же рисунке кривая 3 представляет центральную часть измеренного распределения энергии накачки в плоскости образца, $w_{ex}(z)$, где w_{ex} — энергия внутри окружности радиусом 0.1 мм, z — расстояние от центра этой окружности до центра области накачки в плоскости образца. Видно, что кривые 2 и 3 имеют подобную форму.

Идеально воспроизводить ежедневно все параметры настройки предыдущего дня с учетом времени, требуемого на основные измерения, было нереально. Зависимости $\alpha(\theta)$, измерявшиеся в разные дни, нередко оказывались слегка сдвинутыми друг относительно друга. Совпадение графиков таких зависимостей с опорной кривой 2 на рис. 1 требовало

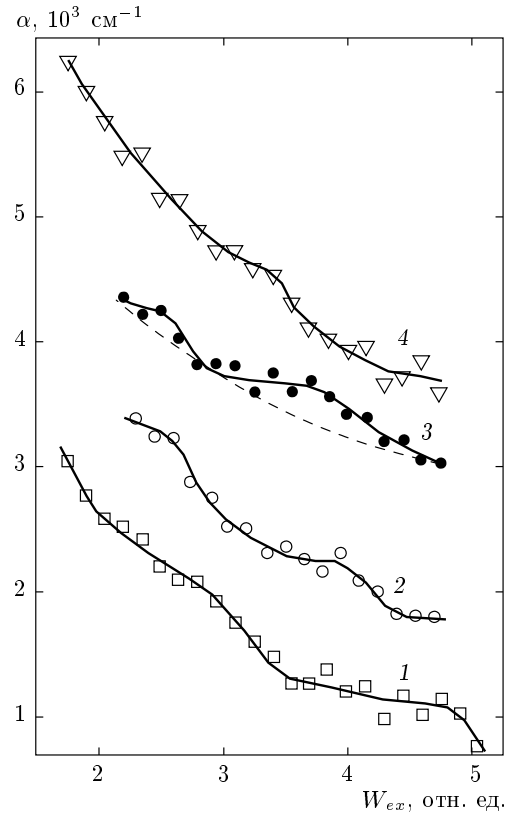


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения α от энергии накачки W_{ex} при $W_p = 4.5$ отн. ед., $\hbar\omega_p = 1.435$ эВ, $\delta\hbar\omega_p = 0.8$ мэВ, $\tau = -3$ пс и θ [мкм] = 0 (1), 77 (2), 123 (3), 149 (4). Штрихами показана гладко-убывающая компонента зависимости $\alpha(W_{ex})$

обычно сдвига графика на незначительную величину $\delta\theta \ll \theta$. Чтобы это не вызывало погрешности, значения θ , приводимые далее, являются поправленными на $\delta\theta$.

Варьирование W_{ex} и энергии зондирующего импульса W_p теми способами, которые сопровождаются хотя бы малым изменением θ , было недопустимо. Это привело к тому, что изменение W_{ex} и W_p проводилось путем изменения энергии импульса накачки ПГСов, генерировавших возбуждающий и зондирующий импульсы. Отметим, что упомянутое увеличение энергии накачки ПГС сопровождается некоторым насыщающимся возрастанием длительности генерируемого им импульса. В настоящей работе область изменения энергии накачки ПГС выбиралась так, чтобы изменение длительностей импульсов было незначительным и не существенным для результатов настоящей работы.

Если во время межзонного поглощения импульса накачки распределение неравновесных носителей заряда является, благодаря их взаимодействию, ква-

зравновесным и собственное стимулированное излучение отсутствует (такой случай рассмотрен в работе [19]), то при фиксированной задержке τ зависимость поглощения α от энергии импульса накачки W_{ex} должна быть гладко-убывающей. В условиях описываемых опытов, как и предполагалось, обнаружилось, что уменьшение α при увеличении W_{ex} промодулировано осцилляциями. Это иллюстрирует рис. 2, где представлены четыре зависимости $\alpha(W_{ex})$, измеренные при различных θ и фиксированном значении $\tau = -3$ пс. При измерениях модуляции зависимости $\alpha(W_{ex})$ мы ограничились таким интервалом W_{ex} , чтобы можно было зарегистрировать два колебания на зависимости. Выбор задержки был обусловлен тем, что при $\tau = -3$ пс спектр поглощения $\alpha(\hbar\omega_p)$ был существенно промодулирован. Поскольку модуляция спектра поглощения обсуждалась в предыдущих работах, здесь она, как и еще ряд непервостепенных утверждений, не иллюстрируется, чтобы не переполнять статью рисунками. На рис. 2 и на последующих рисунках для наглядности значительной модуляции представлены сплошные кривые, усредненные по разбросу экспериментальных точек или по совсем мелкой модуляции. Далее, говоря об экспериментальных зависимостях, будем подразумевать уже сплошные кривые, аппроксимирующие экспериментальные точки.

На рис. 2 кривые расположены одна над другой в соответствии с зависимостью $\alpha(\theta)$ на рис. 1. Как обычно в подобных случаях, зависимости $\alpha(W_{ex})$ могут быть разделены на две компоненты: гладко-убывающую, подобную показанной штрихами на рис. 2, и осциллирующую $\delta\alpha(W_{ex})$. Последняя представляет разность между экспериментальной зависимостью $\alpha(W_{ex})$ и ее гладкой компонентой. Для четырех упомянутых выше зависимостей $\alpha(W_{ex})$ компоненты $\delta\alpha(W_{ex})$ показаны на рис. 3.

Модуляция зависимостей $\alpha(W_{ex})$ меняется при изменении θ , как это иллюстрирует, в частности, следующее. На рис. 4 кривыми 1 и 2 представлены в функции от θ те энергии W_{ex}^{max1} и W_{ex}^{max2} , при которых располагались соответственно первый (при меньшей W_{ex}) и второй локальные максимумы на зависимостях $\delta\alpha(W_{ex})$. На рис. 4 кривая 3 представляет зависимость $\delta W_{ex}^{max}(\theta)$, где $\delta W_{ex}^{max} = W_{ex}^{max2} - W_{ex}^{max1}$ — интервал между локальными максимумами на зависимости $\delta\alpha(W_{ex})$. Зависимости W_{ex}^{max1} , W_{ex}^{max2} и δW_{ex}^{max} от θ оказались немонотонными. Амплитуда осцилляций на рис. 3 составляет 200–300 см^{-1} , но при θ в области минимума зависимости $\delta W_{ex}^{max}(\theta)$ амплитуда уменьшалась до 100 см^{-1} .

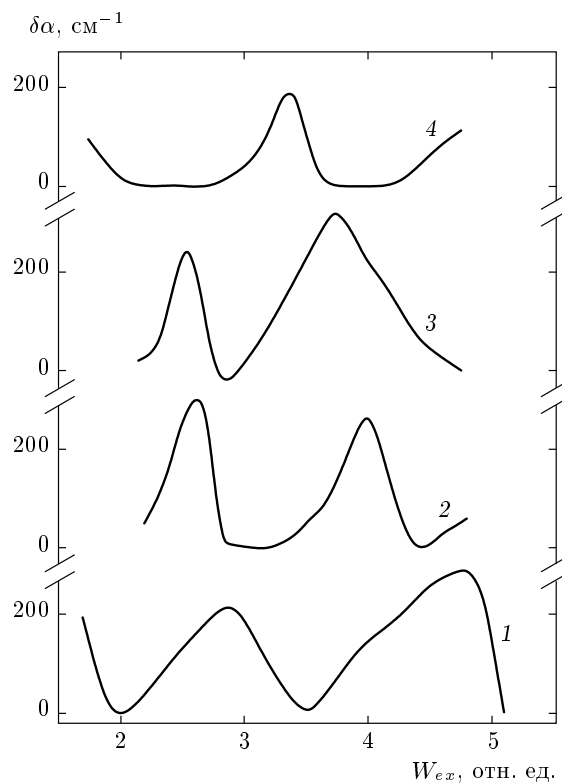


Рис. 3. Осциллирующие компоненты зависимостей $\alpha(W_{ex})$, представленных на рис. 2, для θ [мкм] = 0 (1), 77 (2), 123 (3), 149 (4)

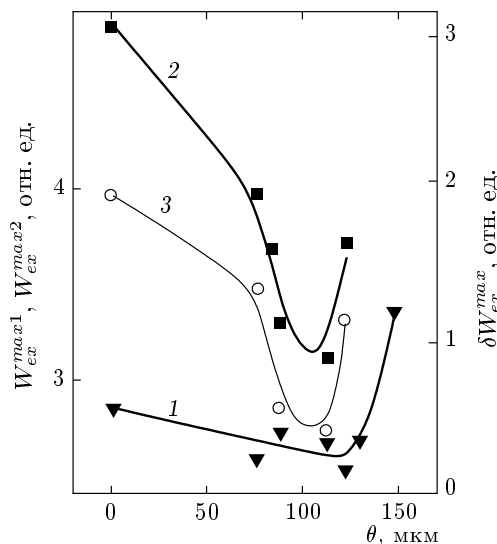


Рис. 4. Зависимости от сдвига θ энергий W_{ex}^{max1} и W_{ex}^{max2} , при которых на графиках $\delta\alpha(W_{ex})$ располагались соответственно первый (кривая 1) и второй (кривая 2) локальные максимумы. Кривая (3) — зависимость интервала между локальными максимумами δW_{ex}^{max} от θ

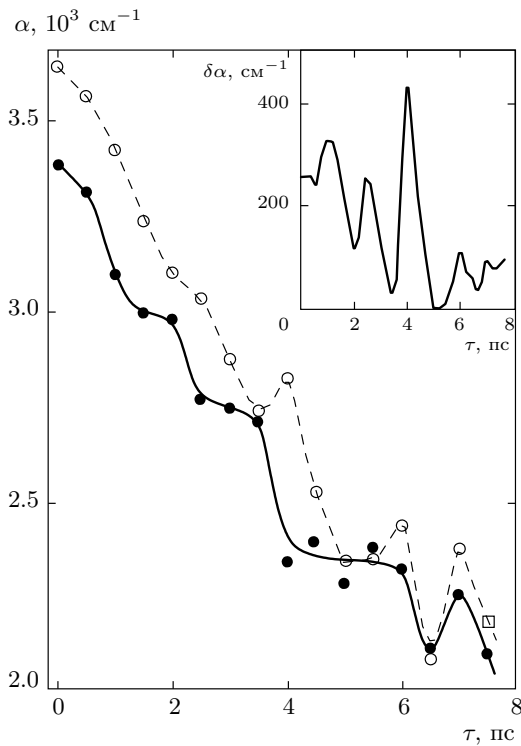


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения α от задержки τ при $W_{ex} = 2.5$ отн. ед., $W_p = 4$ отн. ед., $\hbar\omega_p = 0.4$ мэВ, $\theta = 123$ мкм и $\hbar\omega_p = 1.435$ эВ (сплошная кривая). Штриховая кривая и график на вставке поясняются в разд. 3

То, что зависимость $\alpha(\tau)$, измеряемая при фиксированном значении $\hbar\omega_p$, может быть модулирована, фрагментарно было показано ранее на рис. 6 в работе [1]. В настоящей работе измерения зависимости $\alpha(\tau)$ проводились в области $-1 \text{ пс} \leq \tau < 8 \text{ пс}$, где изучаемый эффект был ярче выражен, при энергии $W_{ex} = 2.5$ отн. ед. При этой энергии на зависимости $\delta\alpha(W_{ex})$, представленной кривой 3 на рис. 3, располагается локальный максимум. Зависимость $\alpha(\tau)$ сначала была измерена при энергии пробного импульса $W_p = 4$ отн. ед. и том же значении $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ, при котором проводились описанные выше измерения. Эта зависимость, как и предполагалось, оказалась модулирована осцилляциями, как демонстрирует сплошная кривая на рис. 5. На ней интервал между вершинами выступов $\delta\tau_{max}$ меняется немонотонно при увеличении τ . Монотонное изменение интервала $\delta\tau_{max}$ при изменении τ было получено на зависимости $\alpha(\tau)$, измеренной при $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ и $W_p = 6$ отн. ед. (кривая 1 на рис. 6). Осцилляционная компонента $\delta\alpha(\tau)$, представляющая разность между экспериментальной зависимостью

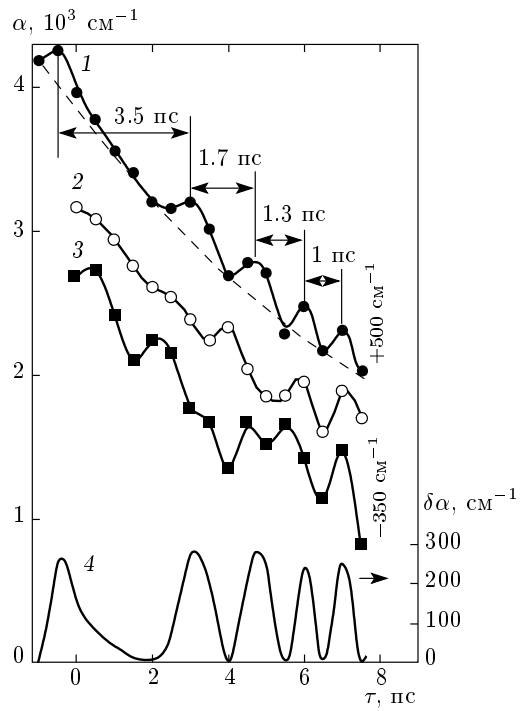


Рис. 6. Зависимость коэффициента поглощения α от задержки τ при $W_{ex} = 2.5$ отн. ед., $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ, $\delta\hbar\omega_p = 0.4$ мэВ, $\theta = 123$ мкм и W_p [отн. ед.] = 6 (1), 4 (2), 3 (3). Осцилляционная компонента $\delta\alpha(\tau)$ — кривая 4

$\alpha(\tau)$ и ее гладкой компонентой, показана на рис. 6 кривой 4. При уменьшении W_p модуляция зависимости $\alpha(\tau)$ менялась, преимущественно в области $\tau < 6$ пс, и становилась менее упорядоченной. Это иллюстрируют зависимости, измеренные при том же значении $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ и энергиях $W_p = 4$ и $W_p = 3$ отн. ед., показанные на рис. 6 соответственно кривыми 2 и 3. На коротком интервале $\tau > 6$ пс модуляции всех четырех измеренных зависимостей $\alpha(\tau)$ были подобными. Изменение θ приводило к изменению модуляции во всей измеренной области τ .

Графики зависимостей $\alpha(\tau)$, полученных при $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ, тем больше сдвинуты вверх по шкале α , чем больше W_p . Этот сдвиг обусловлен, предположительно, тем, что зондирующий импульс, поглощаясь в GaAs, одновременно несколько увеличивает его прозрачность. А это приводит к возрастанию E_0 и вызывает уменьшение отношения E_1/E_0 . Как следствие возникает эффективное увеличение поглощения $\alpha = \alpha_0 - D^{-1} \ln(T^1/T^0)$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 зависимость $\ln(T^1/T^0) = f(\theta)$ имела приблизительно ту же форму, что и распределение энергии накачки $w_{ex}(z)$ в плоскости образца. Это свидетельствует о том, что в течение накачки не происходило заметного нивелирования исходной пространственной неоднородности плотности фотогенерированной ЭДП. Мы отметили это, поскольку в некоторых работах нивелирование наблюдали или предполагали, видя его причину в диффузии носителей заряда, обусловленной их тепловым движением [9] или поглощением собственного излучения [20].

Эксперимент обнаружил, как и предполагалось, что при фиксированном значении τ энергия, забираемая у зондирующего импульса с фиксированной величиной $\hbar\omega_p$, меняется не плавно (гладко), а осциллирует при увеличении энергии W_{ex} импульса накачки. По сути, это, по-видимому, осцилляции при том увеличении энергии импульса излучения, которое сопровождается, как показано в работе [21], увеличение W_{ex} . В предшествующих работах [1, 5, 6, 13, 14] приводились аргументы в пользу того, что модуляция поглощения вызвана излучением. Новые аргументы следуют из особенностей модуляции зависимости $\alpha(W_{ex})$ в настоящей работе, как показано ниже.

В области зондирования по мере возрастания θ интенсивность накачки монотонно убывала. А вот интенсивность излучения должна возрастать и затем убывать по мере увеличения θ , как пояснялось выше. Тот факт, что зависимости $W_{ex}^{max1}(\theta)$ и $W_{ex}^{max2}(\theta)$ тоже оказались немонотонными (см. рис. 4), говорит, по-видимому, в пользу того, что модуляция зависимости $\alpha(W_{ex})$ возникает под влиянием излучения.

В работе [7], согласно содержащемуся в ней рис. 3, величина интервала изменения энергии импульса накачки, через который модуляция спектра приблизительно повторялась, менялась в пределах 16% для исследованной области W_{ex} , т. е. этот интервал был близок к константе. Предположим, что это применимо и к настоящей работе, и соответственно один цикл (одна осцилляция) поглощения происходит при изменении энергии импульса излучения внутри области зондирования на постоянную величину Ψ . Тогда, чтобы обеспечивать изменение энергии излучения на Ψ , интервал δW_{ex}^{max} должен меняться при изменении θ немонотонно (в соответствии с немонотонным изменением θ интенсивности излучения), но при этом иметь локальный минимум. Это и получалось (качественно) в эксперимен-

те, как представляет график $\delta W_{ex}^{max}(\theta)$, см. рис. 4.

В работе [3] смена М-образной модуляции на колоколообразную происходила в эволюции спектра излучения только один раз, а в изменении τ спектра поглощения зондирующего импульса в работе [1] — несколько раз. Если бы модуляция поглощения зондирующего импульса только пассивно отображала создаваемые излучением обеднения заселенностей, как мы предполагали в предыдущих работах [1, 5, 6, 11], то, казалось бы, во втором случае смена происходила бы столько же раз, сколько и в первом. Поскольку это не так, приходится допускать, что модуляция может быть вызвана и взаимодействием (при участии электрон-ЛО-фононного взаимодействия) зондирующего импульса с соответствующей компонентой собственного излучения. Тогда осцилляции на зависимости $\alpha(W_{ex})$ могут означать следующее.

При увеличении той доли энергии δW_s спектральной компоненты импульса излучения, которая находится в области его перекрытия во времени с зондирующим импульсом, энергия, «отбираемая» излучением у зондирующего импульса, меняется не равномерно, а осциллиционно. Отбираемая энергия — поскольку генерация зондирующим импульсом электронов в зоне проводимости и стимулированная излучательная рекомбинация приводят к такому нарушению детального равновесия, для восстановления которого генерируемые зондирующим импульсом электроны, излучая ЛО-фононы, переходят на уровни, с которых происходит стимулированная рекомбинация. Сделанный выше вывод о связи осцилляций с δW_s согласуется и с обнаружением осцилляций на зависимостях $\alpha(\tau)$, поскольку изменение τ сопровождается изменением δW_s .

Согласно сделанному в разд. 2 предположению, с зондирующим импульсом взаимодействует та компонента излучения, которая имеет энергию фотона на Δ меньшую, чем $\hbar\omega_p$. Так, осцилляции $\delta\alpha(\tau)$ при $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ предположительно получены при взаимодействии с компонентой излучения с $\hbar\omega_{s-h} = 1.400$ эВ. Представление об изменении со временем интенсивности этой компоненты излучения, $I_s(t)$, дает ее хронограмма, измеренная в работе [3] на подобном же образце и при сходной накачке, представленная кривой 1 на рис. 7. Обозначим: T_c — период осцилляций на кривой $\alpha(\tau)$; τ_m — значение τ в середине цикла изменения α от одного локального максимума до следующего; I_s^{max} — интенсивность компоненты излучения при $t = \tau_m$. Зависимость $T_c^{-1}(I_s^{max})$ для $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ, $W_p = 6$ отн. ед., $\hbar\omega_{s-h} = 1.400$ эВ оказалась линейной. Если ее экс-

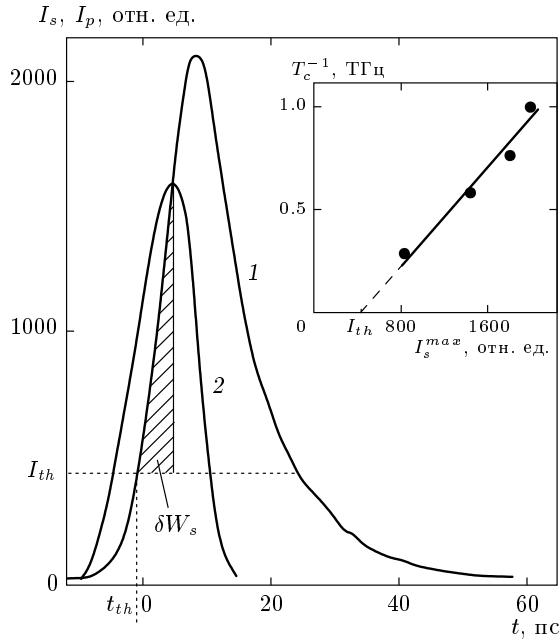


Рис. 7. Зависимости интенсивности излучения I_s (1) и интенсивности зондирующего импульса I_p (2) от времени t при $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ, $\hbar\omega_{s-h} = 1.400$ эВ (интенсивности I_s и I_p нормированы на разные величины). Заштрихованная область $\delta W_s = \int_{t_{th}}^{\tau} (I_s - I_{th}) dt$ и график на вставке поясняются в тексте

траполировать до $T_c^{-1} = 0$, то можно предполагать, что имеется порог I_{th} (вставка на рис. 7). Заметим, что, по-видимому, и в работе [13] энергия W_{th} , указанная на рис. 2 этой работы, определяла порог образования модуляции спектра поглощения.

Очевидно, что для модуляции зависимости $\alpha(\tau)$, представляемой кривой 1 на рис. 6, во всем рассматриваемом диапазоне τ выполняется условие $(I_s^{max} - I_{th})T_c = \text{const}$. Возможное объяснение этого соотношения может состоять в том, что на фронте компоненты излучения она «отбирает» энергию у фронта зондирующего импульса. Соответственно такому предположению примем теперь, что δW_s — это доля энергии фронта импульса излучения, расположенная над уровнем I_{th} и в области перекрытия во времени с фронтом зондирующего импульса. Эта область схематически показана штриховкой на рис. 7. На рис. 8 представлена зависимость $\delta\alpha(\delta W_s)$, которая, как обнаруживается, представляет собой приблизительно регулярные осцилляции.

В соответствии с описанным в разд. 2 способом определения α результаты измерений приведены на рис. 9 в виде зависимости $\varepsilon^1/\varepsilon^0$ от τ и представляю-

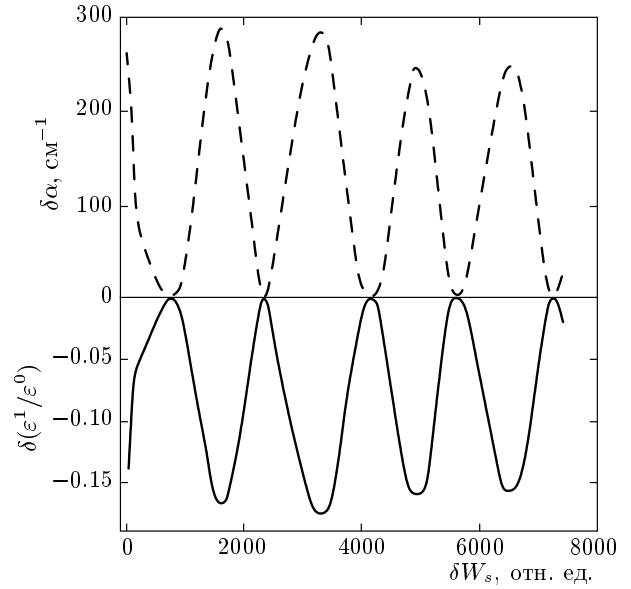


Рис. 8. Зависимости $\delta\alpha$ и $\delta(\varepsilon^1/\varepsilon^0)$ от энергии δW_s при $W_{ex} = 2.5$ отн. ед., $W_p = 6$ отн. ед., $\delta\hbar\omega_p = 0.4$ мэВ, $\theta = 123$ мкм и $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ

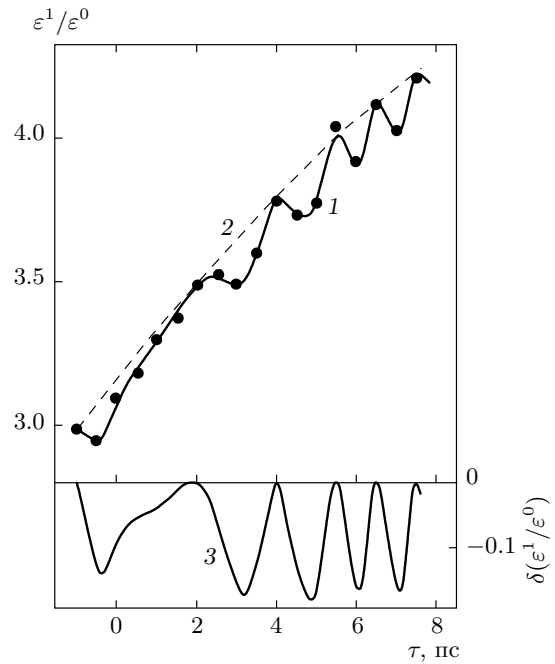


Рис. 9. Зависимости энергии $\varepsilon^1/\varepsilon^0$ (1), ее «гладкой» компоненты (2) и осциллирующей компоненты $\delta(\varepsilon^1/\varepsilon^0)$ (3) от задержки τ при $W_{ex} = 2.5$ отн. ед., $W_p = 6$ отн. ед., $\delta\hbar\omega_p = 0.4$ мэВ, $\theta = 123$ мкм и $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ

щей ее отличие от гладкой компоненты зависимости $\delta(\varepsilon^1/\varepsilon^0)$ от τ , где ε^1 и ε^0 — усредненные примерно по 100 измерениям энергии E^1 и E^0 . В предложенной выше интерпретации $\delta(\varepsilon^1/\varepsilon^0)$ — это энергия, отбираемая излучением у зондирующего импульса, здесь ε^0 фактически константа. Если $\delta(\varepsilon^1/\varepsilon^0)$ представить в виде функции от δW_s , то обнаруживается, что и эта зависимость представляет собой приблизительно регулярные осцилляции (см. рис. 8).

Модуляция спектра поглощения зондирующего импульса, изучавшаяся в предыдущих работах, и модуляция поглощения зондирующего импульса с фиксированной величиной $\hbar\omega_p$, измеренная в настоящей работе, это по сути разные характеристики. Первая отображает различие вторых при разных $\hbar\omega_p$, что можно проиллюстрировать следующим образом. Из-за долговременности процедуры измерений зависимости $\alpha(\tau)$ при $\hbar\omega_p = 1.435$ эВ и $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ и одинаковом значении $W_p = 4$ были измерены в разные дни и при несколько различных θ . Мы все же рискнем провести их сравнение как предварительное.

Закончив измерение зависимости $\alpha(\tau)$ при $\hbar\omega_p = 1.435$ эВ, мы успели измерить в тот же день при $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ коэффициент α при одной $\tau = 7.5$ пс (результат показан квадратом на рис. 5). Сдвинем кривую $\alpha(\tau)$ для $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ по оси ординат так, чтобы она проходила через эту экспериментальную точку, как показано штрихами на рис. 5. Разность между ней и зависимостью $\alpha(\tau)$ при $\hbar\omega_p = 1.435$ эВ осциллирует в области 0.8 пс $< \tau < 5$ пс в функции от τ с периодом 1.5 пс (см. вставку к рис. 5), а при $\tau > 5$ пс осцилляции ослабевают. Такие осцилляции, как и их период 1.5 пс, не противоречат изменению с τ модуляции спектра поглощения в работе [1].

Тот факт, что при трех различных энергиях пробного импульса ($W_p = 3, 4, 6$ отн. ед.) и $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ модуляция имела при $\tau < 6$ пс отличный одна от другой вид, говорит в пользу того, что зондирующий импульс играет не пассивную, а активную роль в процессе, приводящем к осцилляциям отдаваемой им энергии. При $\tau > 6$ пс и указанных трех значениях W_p осцилляции поглощения при изменении τ становились синхронными, что, возможно, связано с большей величиной I_s . На модуляцию, как мы убедились, влияет немало параметров: $\hbar\omega_p$, W_p , W_{ex} , τ , θ , I_s и т. д., и в каких областях их значений взаимодействие, создающее модуляцию, становится полноценным, чтобы обеспечивать закономерно меняющиеся осцилляции, в достаточной мере пока не исследовано.

Обнаруживается важное сходство условий и ре-

зультатов, в которых наблюдались автомодуляция поглощения при изменении τ в настоящей работе и автомодуляция характеристик излучения, выходящего из торца образца, в работе [4]. В последней образец был подобен образцу в настоящей работе и сходно накачивался. В работе [4], во-первых, модуляция измерявшейся части спектра излучения и ее интегральная энергия осциллировали при изменении расстояния δY от центра активной области до торца образца. А ведь изменение δY приводит к изменению задержки, с которой излучение, отразившись от торца, возвращается в активную область и перекрывается в ней с генерируемым в это время излучением. Период осцилляций по δY тоже уменьшился, когда накачку увеличили. Во-вторых, при изменении τ осцилляции энергии зондирующего импульса, отдаваемой им соответствующей компоненте излучения, должны сопровождаться осцилляциями энергии этой компоненты. Последние тоже наблюдались в работе [4], где энергия выделенной спектральной компоненты излучения осциллировала в зависимости от задержки между двумя импульсами с разными энергиями фотонов, облучавшими образец. При этом один импульс был подобен импульсу накачки в настоящей работе. Энергия фотона второго импульса была близкой к энергиям зондирующих импульсов в настоящей работе.

Сходство результатов работ [4] и настоящей несомненно и позволяет считать, что возникновение осцилляционных характеристик собственного излучения и осцилляций поглощения зондирующего импульса вызвано одним и тем же типом взаимодействия световых импульсов, происходящего в активной среде тонкого слоя GaAs. Того же типа взаимодействие, возможно, приводит и к обнаруженным в работе [3] осцилляциям времени разгорания спектральных мод излучения. Физический механизм взаимодействия пока не установлен, но при его исследовании могут оказаться полезными предположения, высказанные в предыдущих работах, о нетривиальных обстоятельствах, которые могли бы способствовать возникновению автомодуляции.

Авторы глубоко признательны Э. А. Манькину за обсуждение статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Агеева, И. Л. Бронева, А. Н. Кривоносов, С. В. Стеганцов, ФТП **40**, 806 (2006).

2. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ЖЭТФ* **143**, 634 (2013).
3. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ЖЭТФ* **144**, 227 (2013).
4. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов и др., *ФТП* **39**, 681 (2005).
5. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов, Т. А. Налет, *ФТП* **42**, 1426 (2008).
6. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов, Т. А. Налет, *ФТП* **42**, 1053 (2008).
7. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **44**, 1328 (2010).
8. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **46**, 944 (2012).
9. *Сверхкороткие световые импульсы*, под ред. С. Шапино, Мир, Москва (1981).
10. N. N. Ageeva, I. L. Bronevoi, P. V. Gornostaev et al., in *Proc. of the 30th Int. Congress on High-Speed Imaging and Photonics ICHSIP-30*, 16–21 Sept. 2012 CSIR International Convention Centre Pretoria, South Africa (2012), p. 109.
11. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **44**, 1157 (2010).
12. E. O. Goebel, O. Hildebrand, and K. Lohnert, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-13**, 848 (1977).
13. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов и др., *ФТП* **36**, 144 (2002).
14. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов и др., *ФТП* **41**, 1418 (2007).
15. L. W. Casperson, *J. Appl. Phys.* **48**, 256 (1977).
16. А. Пискарскас, А. Стабинис, А. Янкаускас, *КЭ* **11**, 2375 (1984).
17. А. Пискарскас, А. Стабинис, А. Янкаускас, *КЭ* **12**, 1781 (1985).
18. А. Пискарскас, А. Стабинис, А. Умбрасас, А. Янкаускас, *КЭ* **12**, 2335 (1985).
19. Л. И. Глазман, *ФТП* **17**, 790 (1983).
20. Yu. D. Kalafati, V. A. Kokin, H. M. van Driel, and G. R. Allan, in *Hot Carriers in Semiconductors*, ed. by K. Hess et al., Plenum Press, New York (1996), p. 587.
21. И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **32**, 537 (1998).