

Цикличность сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света, возникающей при накачке и стимулированном излучении в GaAs

© Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева[†], А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
125009 Москва, Россия

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

(Получена 11 сентября 2007 г. Принята к печати 25 декабря 2007 г.)

Во время пикосекундной фотогенерации носителей заряда и интенсивного собственного стимулированного излучения в GaAs происходит сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения света. Под модуляцией подразумевается образование на спектре локальных усилений поглощения (выступов). Обнаружена цикличность сверхбыстрой автомодуляции, заключающаяся в том, что форма автомодуляции спектра (количество и спектральное положение выступов) повторялась через некоторое время T_c , относящееся к пикосекундному диапазону. Изменения T_c в течение импульса накачки и при увеличении энергии этого импульса обнаружили зависимость времени цикла T_c от интенсивности накачки. В предположении, что автомодуляция поглощения света отображает автомодуляцию энергетического распределения носителей заряда, эксперимент обнаружил следующее. В процессе сверхбыстрой автомодуляции отклонения заселенностей разных энергетических уровней от фермиевского распределения меняются со временем взаимосвязано, распределение обедненных заселенности в зоне проводимости циклически повторяется во времени, время цикла уменьшается при возрастании интенсивности накачки GaAs.

PACS: 42.65.Re, 71.35.Ee, 72.30.+q, 78.30.Fs, 78.45.+h, 78.47.-p

1. Введение

В наших предшествующих работах [1–5] была обнаружена и частично исследована автомодуляция спектра поглощения тонкого (~ 1 мкм) слоя GaAs. Она возникла во время накачки GaAs мощным пикосекундным импульсом света. Под автомодуляцией здесь подразумевается спонтанное возникновение локальных усилений поглощения — выступов, параметры и расположение на спектре которых определяются свойствами фотовозбужденного состояния полупроводника.

Кратко результаты предшествующих исследований автомодуляции можно свести к следующему. Была принята классификация, в которой модулированный спектр представлялся выражением $[1 + f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$ [5], где ω — частота света, τ — задержка зондирующего импульса, поглощение которого измерялось, относительно импульса накачки. Функция $G(\omega, \tau)$ представляла гладкий спектр. Функция $F(\omega, \tau)$ отображала крупномасштабную компоненту модуляции. Время релаксации этой компоненты более 10 пс. Меняющуюся за примерно 1 пс тонкую структуру модуляции, называемую сверхбыстрой автомодуляцией, отображала функция $f(\omega, \tau)$. Крупномасштабная модуляция представляла собой LO-фононные осцилляции в спектре пикосекундного обратимого просветления (увеличения прозрачности) [1]. Эти осцилляции соответственно модулировали и спектр поглощения GaAs [2]. В спектре просветления (поглощения) они выглядели как

периодическая череда локальных минимумов (выступов) приблизительно колоколообразной формы. Период составлял

$$\Delta = \hbar\omega_{LO} \left(1 + \frac{m_e}{m_h} \right) \approx 41 \text{ мэВ},$$

где $\hbar\omega_{LO} = 36.2$ мэВ — энергия продольного оптического фонона, $m_e = 0.063m_0$ — масса электрона, $m_h = 0.5m_0$ — масса тяжелой дырки, m_0 — масса свободного электрона [6]. Ширина по основанию каждого выступа в спектре поглощения равнялась тоже Δ . Тонкая структура автомодуляции состояла из выступов, спектральная ширина которых меньше Δ , и тоже повторялась в спектре поглощения через интервал Δ [5]. Внутри спектрального интервала Δ сверхбыстрая автомодуляция могла рассматриваться как сверхбыстрые осцилляции поглощения относительно колоколообразного выступа крупномасштабной модуляции [5]. В работе [4] отмечена видимая взаимосвязь сверхбыстрых автомодуляций собственного стимулированного излучения [7] и поглощения GaAs.

Для объяснения автомодуляции был предложен следующий физический механизм образования отклонений от фермиевского распределения электронов в зоне проводимости [1,4]. При интенсивной пикосекундной межзонной фотогенерации электронно-дырочной плазмы в GaAs создается такая инверсия заселенностей, что уже во время накачки возникает стимулированное излучение [7–10]. Спектральные компоненты собственного стимулированного излучения, сверхбыстро разгораясь, достигают такой интенсивности, которая вызывает

[†] E-mail: bil@cplire.ru
Fax: (495)6293678

обеднение инверсной заселенности электронов на дне зоны проводимости. Тогда излучение угасает, после чего инверсия восстанавливается, и вновь разгорается излучение и т.д. Разгорание и угасание отдельных спектральных компонент излучения, как и соответствующее обеднение и восстановление инверсии заселенностей различных энергетических уровней зоны проводимости, происходят асинхронно. Обеднения, возникающие на дне зоны, транслируются с периодом $\hbar\omega_{LO}$ по зоне благодаря взаимодействию электронов с LO-фононами. Создаваемая при этом периодическая модуляция заселенностей электронов в зоне проводимости должна приводить к автомодуляции спектра поглощения, повторяющейся через интервал Δ . Этот механизм автомодуляции может реализоваться, когда интенсивность излучения и разогрев LO-фононов становятся достаточными для установления соотношения времен [3,4]:

$$\tau_F \approx \tau_{e-LO} \approx \nu^{-1}, \quad (1)$$

где τ_F — время залечивания (за счет межэлектронных столкновений) отклонений от фермиевского распределения носителей, τ_{e-LO} — время энергетической релаксации электронов только за счет электрон-фононных столкновений, ν — частота стимулированных межзонных рекомбинационных переходов электронов.

Заметим, что проявление взаимодействия электронов с LO-фононами при плотности электронно-дырочной плазмы (ЭДП) $n = p \gtrsim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, описанное в работах [1,3,5,11], требует корректировки представлений [12] об экранировании этого взаимодействия при возрастании плотности ЭДП.

Исследование сверхбыстрой автомодуляции представляется интересным как для оптики полупроводников, так и для кинетики сверхбыстрого взаимодействия полупроводника с собственным интенсивным стимулированным излучением и кинетики нефермиевской электронно-дырочной плазмы в полупроводнике. В данной работе была обнаружена и экспериментально исследована цикличность сверхбыстрой автомодуляции — повторение формы тонкой структуры модуляции спектра через интервалы времени, длительность которых зависит от интенсивности накачки.

2. Эксперимент

Спектры поглощения света в эпитаксиальном слое GaAs исследовались по методике „excite-probe“. Опыты проводились при комнатной температуре. Образец, подробнее описанный в работе [4], представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Толщины эпитаксиальных слоев гетероструктуры: 1.2–1.6–1.2 мкм соответственно. Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ были прозрачны для света, используемого в эксперименте. На поверхности образца, параллельные эпитаксиальным слоям, было нанесено антиотражающее покрытие.

При межзонном поглощении мощного возбуждающего (ex) импульса света с энергией фотона $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.558 \text{ эВ}$, падавшего на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности, в слое GaAs генерировалась горячая ЭДП. Плотность ЭДП была достаточной, чтобы во время такой накачки в GaAs возникло интенсивное стимулированное излучение [7–10]. Экспериментально исследовались спектры поглощения зондирующего (pr) импульса. Зондирующий луч проходил через центр фотовозбужденной области слоя GaAs перпендикулярно плоскости слоя. Длительность возбуждающего и зондирующего импульсов $t_p \approx 10 \text{ пс}$ (точнее значения t_p указаны в подписях к рисункам) определялась по их кросс-корреляционной зависимости [13]. Возбуждающий и зондирующий свет были поляризованы линейно и взаимно параллельно. Интегральная энергия возбуждающего импульса была больше на 4 порядка интегральной энергии зондирующего импульса. Распределение энергии импульса по сечению луча было приблизительно гауссовым для зондирующего и трапециевидным для возбуждающего (накачки). На полувысоте вышеназванного распределения диаметр возбуждающего луча составлял 0.6 мм, зондирующего — 0.3 мм. Поглощение измерялось в спектральном интервале шириной примерно Δ . Ограничение ширины исследуемого спектрального диапазона связано с большой трудоемкостью и длительностью измерений спектра [4]. Спектры поглощения света $\alpha(\hbar\omega)$ определялись приблизительно так же, как в работах [4,5].

При рассмотрении нижеследующих экспериментальных результатов следует учитывать следующее. Для зондирования использовался импульс, длительность которого превышала тот интервал изменения задержки τ , в котором происходило заметное изменение тонкой структуры модуляции спектра поглощения. К тому же указанное выше распределение интенсивности зондирующего и возбуждающего света в пространстве было неоднородным. Это должно приводить к „сглаженности“ экспериментально обнаруживаемой тонкой структуры по сравнению с ее истинным видом. Однако при этом измерения привильно отображают спектральный и временной масштабы сверхбыстрой автомодуляции. Поскольку под модуляцией подразумевается образование на спектре выступов, уточним следующее. Выступами мы называем существенные локальные увеличения поглощения, обнаруживаемые в спектрах либо в виде локального максимума, либо излома. Поясним, что ступенчатый излом на спектре возникает, когда локальное увеличение поглощения не настолько сильно, чтобы на фоне „гладкого“ возрастания α с ростом $\hbar\omega$ образовать локальный максимум. В оптической спектроскопии образующуюся подобным образом особенность называют обычно плечом. Такому истолкованию изломов соответствовало то, что при увеличении τ изломы могли исчезать в одном месте спектра и появляться в другом.

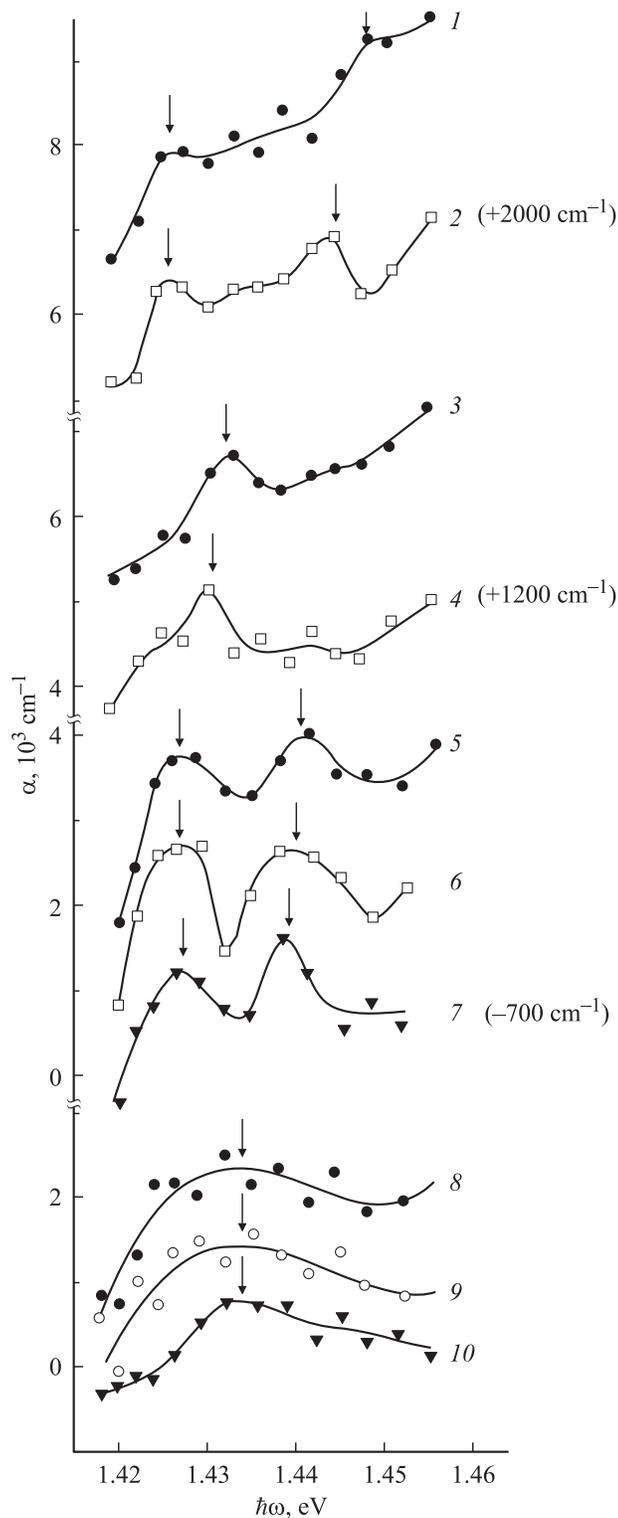


Рис. 1. Спектры поглощения света в GaAs, измеренные при длительности импульсов зондирования и накачки $t_p = 9.6$ пс (кривые 1–4) и 11.4 пс (кривые 5–10) для различных времен задержки τ , пс: 1 — (–7), 2 — (–3), 3 — (–5), 4 — (–2), 5 — (–2), 6 — 0, 7 — 2, 8 — 1, 9 — 4, 10 — 10. Стрелками на графиках показаны локальные увеличения поглощения. Для наглядности здесь и на следующих рисунках отдельные спектры сдвинуты по оси ординат относительно своего истинного положения на величину, указанную в скобках справа от спектров.

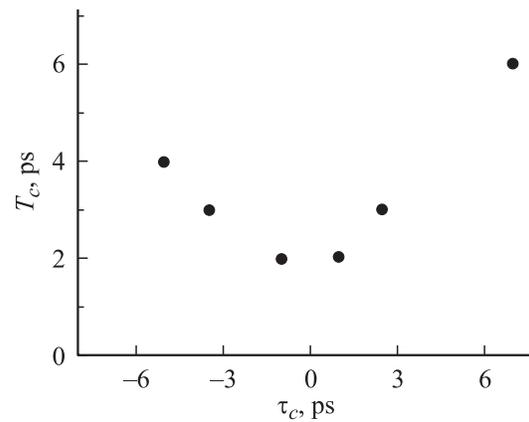


Рис. 2. Зависимость времени цикла модуляции T_c от времени задержки τ_c . Для задержек $\tau_c < -3$ пс измерения проводились при длительности импульсов $t_p = 9.6$ пс, для задержек $\tau_c > -3$ пс — при $t_p = 11.4$ пс.

Обратимся к спектрам поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ из работы [4], в которой была обнаружена сверхбыстрая автомодуляция поглощения. Форма их модуляции (количество и спектральное положение выступов на спектре) менялась по мере изменения пикосекундной задержки τ (см. рис. 2, 4, 5 в работе [4]). При сравнении спектров обнаруживается новое, не отмечавшееся в [4], свойство автомодуляции — цикличность. Оно состоит в том, что форма автомодуляции спектра, меняясь за время ≤ 1 пс, тем не менее повторяется через некоторое время. На рис. 1 представлены группы из двух или трех спектров со сходной модуляцией. Сходной мы считали модуляцию спектров, если спектральное положение выступов на разных спектрах отличается не более, чем на средний шаг, с которым измерялись точки спектра. Для наглядности спектры представлены еще и жирными сплошными линиями, которые выделяют крупные явные выступы и сглаживают разброс экспериментальных точек или мелкую модуляцию (которые трудно различимы). Разброс для подобных измерений был подробно представлен в наших предшествующих работах, поэтому в этой работе мы его не показываем, чтобы не затруднять читателю сравнение спектров. Сразу отметим, что данные, соответствующие графикам на рис. 1, 6 и кривой 8 на рис. 3, были получены с той же точностью, что и в работе [4], а остальные — с более высокой точностью, охарактеризованной в [5]. Как видно на рис. 1, сходно модулированы спектры при:

- $\tau = -7$ пс и $\tau = -3$ пс (кривые 1 и 2);
- $\tau = -5$ пс и $\tau = -2$ пс (кривые 3 и 4);
- $\tau = -2$ пс, $\tau = 0$ пс, $\tau = 2$ пс (кривые 5, 6 и 7);
- $\tau = 1$ пс и $\tau = 4$ пс, $\tau = 10$ пс (кривые 8, 9 и 10).

Интервал, в котором изменение задержки τ приводит к повторению модуляции спектра поглощения, назовем временем цикла T_c . Время T_c меняется при изменении задержки τ . Чтобы охарактеризовать это изменение, задержку находящуюся в центре интервала T_c , обо-

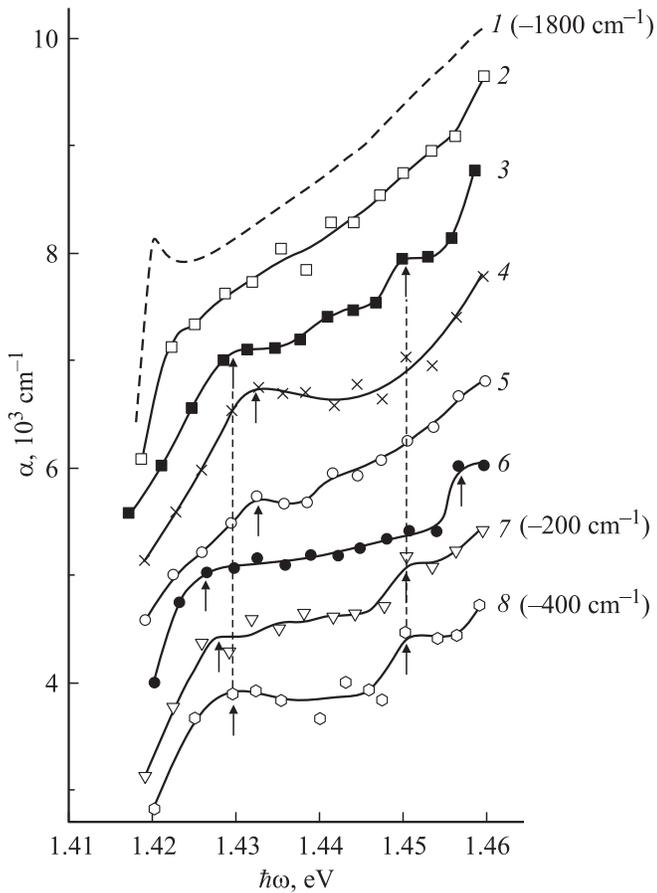


Рис. 3. Спектры поглощения света в GaAs, измеренные при $t_p = 9.6$ пс в отсутствие накачки (кривая 1) и при накачке импульсом с энергией $W = 0.2$ о.е. при различных временах задержки τ пс: 2 — (-3.5), 3 — (-2), 4 — (-1), 5 — 0, 6 — 1, 7 — 1.5, 8 — 3.

значим τ_c и построим график $T_c = f(\tau_c)$ (рис. 2). На графике обнаруживается, что время цикла уменьшается по мере приближений $|\tau_c|$ к нулю. Это установлено пока только для значений τ_c и T_c , соответствующих экспериментальным точкам на рис. 2. Поэтому по результатам измерений, в которых задержка τ менялась с шагом ~ 1 пс, о зависимости $T_c = f(\tau_c)$ пока можно говорить только как о дискретной.

Естественно предположить, что причина изменения T_c в том, что одним из факторов, определяющих время цикла T_c , является интенсивность накачки I и что T_c уменьшается при увеличении I . Этому предположению соответствуют описываемые далее результаты измерений автомодулированных спектров при двух интегральных энергиях импульса накачки $W = 0.2$ и 0.8 относительных единиц (о.е.). Последние — меньше той энергии накачки, при которой в работе [4] были измерены обсуждавшиеся ранее спектры и которая равнялась $W = 1.6$ о.е. При измерениях с $W = 0.2$ и 0.8 о.е. задержка τ изменялась в близкой к нулю области, т.е. вершина зондирующего импульса перемещалась по

вершине импульса накачки. На рис. 3 представлены спектр поглощения в отсутствие накачки и спектры, измеренные при накачке с $W = 0.2$ о.е. Спектр невозбужденного образца (кривая 1) с экситонным пиком при $\hbar\omega \approx 1.42$ эВ соответствует хорошо известному для GaAs виду [6]. При $\tau = -3.5$ пс (кривая 2) поглощение уже существенно меньше, чем для невозбужденного образца, но существенной автомодуляции еще не заметно, и форма спектра, за исключением исчезновения экситонного пика, мало отличается от формы спектра невозбужденного образца. Прежде чем обратиться к спектрам при больших τ , отметим следующее. Расчеты, выполненные в работе [4], показали (см. рис. 1 в [4]), что при фермиевском распределении носителей заряда спектры поглощения в исследуемом нами спектральном интервале $\hbar\omega \approx 1.42-1.46$ эВ должны быть гладкими и не иметь локальных особенностей. Выступы, обнаруживающиеся на обсуждаемых спектрах накачиваемого образца, предположительно вызваны локальными обеднениями заселенностей энергетических уровней в зоне проводимости. На такие выступы, имевшие форму изломов на спектрах, указывают стрелки. При тех энергиях $\hbar\omega$, где на спектре невозбужденного образца (кривая 1, рис. 3) проявлялся экситонный пик, и на спектре при $\tau = -3.5$ пс (кривая 2) была „ступень“ из-за крутого спада фундаментального поглощения [6], на спектре при $\tau = -2$ пс (кривая 3) наблюдалось гладкое возрастание поглощения с увеличением $\hbar\omega$. Зато при больших энергиях фотонов на спектре при $\tau = -2$ пс появлялись два выступа, которые в соответствии с их взаимным расположением будем называть длинноволновым и коротковолновым. Видно, что длинноволновый выступ при увеличении τ от -2 до -1 пс (кривые 3 и 4) еще слегка сдвигается в коротковолновую сторону и становится гораздо сильнее выраженным. При увеличении задержки до $\tau = 0$ (кривая 5) длинноволновый выступ, оставаясь на том же месте спектра, в значительной степени сглаживался. А при $\tau = 1$ пс (кривая 6) длинноволновый выступ обнаруживался уже на новом месте, у длинноволнового края спектра. Затем при увеличении задержки до $\tau = 3$ пс (кривая 8) длинноволновый выступ немного сдвигался в коротковолновую сторону. Коротковолновый выступ начинал наблюдаться на спектре, как уже отмечалось, при $\tau = -2$ пс (кривая 3). При увеличении задержки до $\tau = 0$ (кривая 5) он исчезает. При $\tau = 1$ пс (кривая 6) коротковолновый выступ вновь появляется у коротковолнового края спектра и при $\tau = 1.5$ и 3 пс (кривые 7 и 8), заметно сдвинувшись в длинноволновую сторону, занимает то же спектральное положение, что имел при $\tau = -2$ пс (кривая 3). Поскольку при $\tau = 3$ пс (кривая 8) вершины длинноволнового и коротковолнового выступов занимают те же спектральные положения, которые они занимали при $\tau = -2$ пс (кривая 3), можно считать модуляции при $\tau = -2$ и $\tau = 3$ пс сходными. Для удобства сравнения через вершины выступов на спектрах при $\tau = -2$ и $\tau = 3$ пс проведены пунктирные линии. Уточним, что вершиной выступа считается точка,

в которой локальное увеличение поглощения достигает максимума. Это либо вершина локального максимума на спектре, либо та точка излома на спектре, где находится максимум отрицательной кривизны (определяемый по экстремуму второй производной $d^2\alpha/d(\hbar\omega)^2$). Из сходства модуляции при $\tau = -2$ и $\tau = 3$ пс следует, что при $W = 0.2$ о.е. время цикла $T_c = 5$ пс. Оно определяется с точностью около 1 пс, соответствующей шагу, с которым изменялась задержка τ . Таким образом, время T_c при $W = 0.2$ о.е. оказалось больше, чем $T_c = 2$ пс при $W = 1.6$ о.е., что согласуется со сделанным выше предположением об уменьшении T_c при увеличении интенсивности накачки.

На рис. 4 представлены избранные спектры поглощения из числа измеренных при $W = 0.8$ о.е. и различных задержках τ . Видно, что при $\tau = 1.5$ пс форма модуляции спектра (кривая 4) оказалась сходной с модуляцией при $\tau = -1.5$ пс (кривая 2). Небольшое отличие, его иллюстрирует разница между сплошной линией 2 и пунктиром, наблюдается в форме вершины центрального выступа (вблизи $\hbar\omega \approx 1.433$ эВ). Следует учитывать, что даже если бы при каких-то двух задержках τ возникла абсолютно одинаковая модуляция двух спектров, то при той скорости, с которой модуляция изменяется с τ , и, имея возможность только дискретно менять

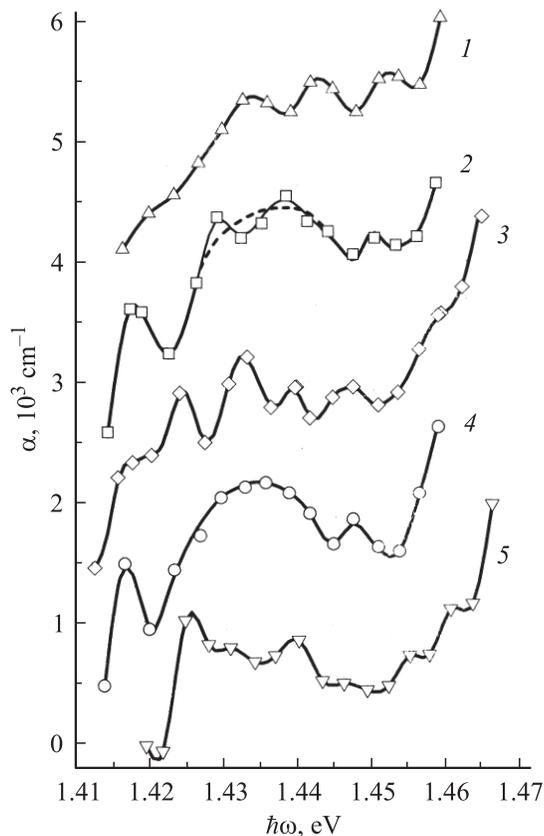


Рис. 4. Спектры поглощения света в GaAs, измеренные при $t_p = 11.4$ пс, $W = 0.8$ о.е. и задержках τ , пс: 1 — (-2.1), 2 — (-1.5), 3 — (-0.3), 4 — 1.5, 5 — 2.5.

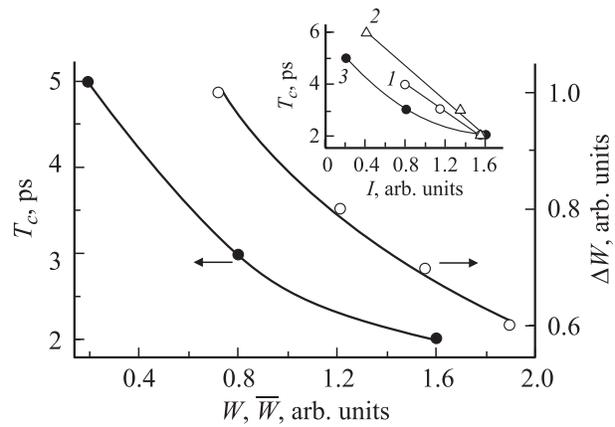


Рис. 5. Зависимости времени цикла T_c от энергии импульса накачки W и интервала энергии накачки ΔW , через который модуляция повторяется, от средней для этого интервала энергии \bar{W} . На вставке — зависимость времени цикла T_c от интенсивности накачки I для различных времен задержек: 1 — $\tau < 0$, 2 — $\tau > 0$ и 3 — τ_c , близкое к нулю. Сплошные линии проведены для наглядности.

задержку τ , найти экспериментально именно эти два спектра практически нереально. В такой экспериментальной ситуации совпадение форм может быть установлено только приближенно. В соответствии с характером изменения модуляции спектра [4,5] нельзя исключать и то, что при очень малом (меньшем пикосекунды) отклонении задержек от $\tau = -1.5$ и $\tau = 1.5$ пс отмеченное небольшое отличие могло бы исчезнуть. Учитывая вышесказанное и то, что отмеченное отличие между формами модуляции сравниваемых спектров небольшое, а в остальном сходство форм модуляции спектров очевидно, можно принять, что модуляция спектра вблизи задержек $\tau = -1.5$ и $\tau = 1.5$ пс является сходной. Соответственно для $W = 0.8$ о.е. получается время цикла $T_c \approx 3$ пс. Это время согласуется с установленным выше уменьшением T_c при увеличении W от 0.2 до 1.6 о.е., как иллюстрирует зависимость $T_c = f(W)$ (рис. 5). Связь этой зависимости с зависимостью T_c от интенсивности накачки I рассматривается в разд. 3.

Циклическое изменение модуляции во время импульса накачки и зависимость времени цикла T_c от интенсивности накачки позволяли ожидать следующего. При фиксированном значении τ для разных энергий W модуляция спектра должна оказываться на разных стадиях цикла своего изменения. Рассмотрим спектры, измеренные при задержке $\tau = 3$ пс (рис. 6). На спектрах, полученных при накачке с $W = 0.2, 1.2$ и 1.9 о.е. (кривые 1, 3 и 5), вблизи $\hbar\omega \approx 1.43$ эВ располагался выступ (на который стрелки указывают снизу). В той же области $\hbar\omega$, но при $W = 0.8, 1.6$ и 2.2 о.е. (кривые 2, 4 и 6), наблюдались, напротив, локальные вогнутости (на которые стрелки указывают сверху). В середине исследуемого спектрального диапазона при $W = 0.8, 1.6$ и 2.2 о.е. (кривые 2, 4 и 6) на спектре появлялся локальный максимум

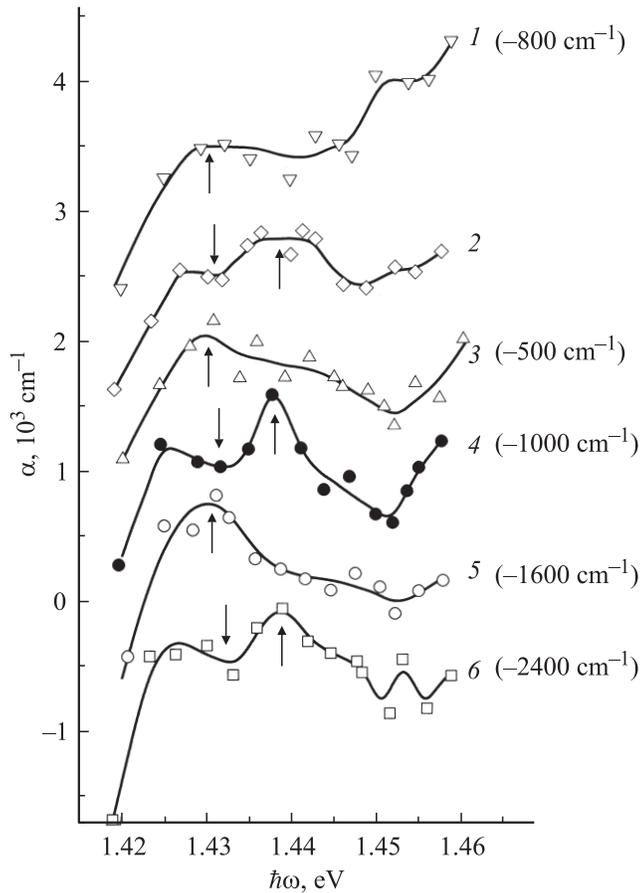


Рис. 6. Спектры поглощения, измеренные при $t_p = 9.4$ пс, задержке $\tau = 3$ пс и различных энергиях накачки W : 1 — $W = 0.2$ о.е., 2 — $W = 0.8$ о.е., 3 — $W = 1.2$ о.е., 4 — $W = 1.6$ о.е., 5 — $W = 1.9$ о.е., 6 — $W = 2.2$ о.е. Стрелки на графике поясняются в тексте.

(стрелки снизу), которого не было на спектрах при $W = 0.2, 1.2$ и 1.9 о.е. (кривые 1, 3 и 5). Таким образом, обнаруживается, что при фиксированной, немного большей нуля, задержке τ в центральной и длинноволновой областях спектра модуляция изменяется циклически при изменении энергии накачки W . Чтобы охарактеризовать это изменение, введем обозначения

$$\Delta W = W_m - W_k \quad \text{и} \quad \bar{W} = \frac{W_k + W_m}{2},$$

где W_k и W_m — ближайшие значения энергии накачки W , при которых модуляция имела сходную форму. Зависимость интервала энергии накачки ΔW , через который повторяется модуляция, от средней для этого интервала энергии \bar{W} представлена на рис. 5.

Заметим, что представленная зависимость $\Delta W = f(\bar{W})$ не распространяется на коротковолновую область спектра, где модуляция менялась медленнее. В этой области ступенчатый выступ с вершиной при $\hbar\omega \approx 1.452$ эВ (рис. 6), наблюдавшийся при $W = 0.2$ о.е. (кривая 1), по мере увеличения W до 1.6 о.е.

(кривая 4) сменялся провалом, который сглаживался при $W = 1.9$ о.е. (кривая 5), а при $W = 2.2$ о.е., по видимому, зарождался опять выступ.

3. Обсуждение результатов

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружено новое свойство сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения — цикличность. Изменение времени цикла T_c при изменении задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки позволило предположить, что T_c зависит от интенсивности накачки I . Представить, как при этом могла бы выглядеть зависимость $T_c = f(I)$, можно следующим образом. Предположим, что изменение I со временем t имеет гауссову форму, симметричную относительно $t = 0$ и с шириной на полувысоте 10 пс. Тогда из сопоставления графиков $I = f(t)$ и $T_c = f(\tau_c)$ определяется интенсивность I при $t = \tau_c$, и замена τ_c на I дает представленные на вставке к рис. 5 зависимости $T_c = f(I)$, полученные для $\tau_c < 0$ (кривая 1) и $\tau_c > 0$ (кривая 2). Заметим, что о зависимости $I = f(t)$ реального импульса накачки можно было приближенно судить по измерениям кросс-корреляционной функции возбуждающего и зондирующего импульсов, которая не давала однозначного ответа о форме импульсов. Еще и поэтому представленные зависимости $T_c = f(I)$ надо рассматривать как приближенные и пока не уточнять причины расхождения кривых 1 и 2. Их несовпадение могло бы быть вызвано, например, вполне допускаемой асимметрией импульса накачки.

Существование зависимости T_c от интенсивности накачки подтвердили измерения в области близких к нулю τ при различных энергиях W импульса накачки, имевшего фиксированную длительность. Экспериментально обнаруженная при таких условиях зависимость $T_c = f(W)$ должна, очевидно, иметь приблизительно тот же вид, что и зависимость $T_c = f(I)$, которая представлена кривой 3 на вставке к рис. 5. Теперь на вставке представлены зависимости $T_c = f(I)$, относящиеся к $\tau_c < 0$, $\tau_c > 0$ и τ_c , близком к нулю. Учитывая оговоренные ранее приближения, можно заключить, что эти три зависимости близки и приблизительно одинаково характеризуют уменьшение времени цикла T_c при возрастании интенсивности накачки. Существенного влияния на T_c величины и знака производной dI/dt не наблюдалось.

Следствием и одновременно подтверждением циклического изменения модуляции во время импульса накачки и зависимости времени цикла T_c от интенсивности накачки явился и следующий результат. При фиксированных длительности t_p импульса накачки и времени задержки τ , немного большей нуля, форма автомодуляции спектра циклически повторялась при увеличении энергии импульса накачки W на величину ΔW . Последняя уменьшалась с ростом энергии импульса. Заметим,

что уменьшение ΔW и уменьшение T_c при увеличении энергии накачки представляются, по простым предварительным рассуждениям, не противоречащими одно другому.

Остается пока неясным, случайность или нет то, что в области задержек τ , близких к нулю, примерно одинаковая форма модуляции спектра наблюдалась при задержках, приблизительно симметричных относительно $\tau = 0$. Напомним, что спектры со сходной модуляцией наблюдались:

- а) для $W = 0.2$ о.е. при $\tau = -2$ и $\tau = 3$ пс;
- б) для $W = 0.8$ о.е. при $\tau = -1.5$ и $\tau = 1.5$ пс;
- в) для $W = 1.6$ о.е. при $\tau = -2$, $\tau = 0$ и $\tau = 2$ пс.

Хотя обнаружение цикличности дало новый вклад в представление о сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения GaAs, физический механизм автомодуляции пока нельзя считать окончательно выясненным. Помимо изложенного в разд. 1 предположения о механизме можно обратить внимание и на следующее. Форма крупномасштабной модуляции $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ (см. разд. 1) внутри спектрального интервала Δ и при близком к нулю τ подобна форме интегрального по времени спектра собственного пикосекундного стимулированного излучения GaAs [3,5]. Интегральная по энергетическому пространству величина того обеднения заселенностей энергетических уровней носителями, которое создавало бы модуляцию спектра только в форме $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$, равна интегральной величине того обеднения, которое создавало бы наблюдавшуюся в эксперименте модуляцию спектра поглощения $[f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$ [5]. При этом крупномасштабная модуляция $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ только в отдельных случаях составляла всю модуляцию спектра, и то не во всем диапазоне изменения τ , а только при некоторых отдельных значениях τ (при которых $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau) \approx 0$) [5]. Из этого наблюдения можно предположить, что та форма энергетического спектра обеднения заселенностей, которая приводила бы только к крупномасштабной модуляции поглощения света $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$, является неустойчивой. Из-за этой неустойчивости, возможно, возникают сверхбыстрые осцилляции обеднения заселенностей энергетических уровней, проявляющиеся как сверхбыстрая автомодуляция поглощения света $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$. Соответственно нельзя исключать предположения, что сверхбыстрая автомодуляция может быть проявлением нового вида неустойчивости сильно неравновесной плотной электронно-дырочной плазмы.

Можно отметить еще некоторую аналогию сверхбыстрой автомодуляции с другим явлением — нулевым звуком в ферми-жидкости со слабым взаимодействием квазичастиц, при котором происходят колебания функции распределения, а плотность может не изменяться. Аналогия состоит в том, что при автомодуляции (как пока предполагается) происходят очень быстрые циклические изменения функции распределения обеднений заселенности по зоне проводимости, в то время как

релаксация интегрального по зоне обеднения (аналога плотности) происходит значительно медленнее.

4. Заключение

В данной работе было обнаружено новое свойство сверхбыстрой автомодуляции поглощения света — цикличность и выявлены характеризующие ее экспериментальные зависимости $T_c = f(\tau_c)$, $T_c = f(W)$ и $\Delta W = f(\overline{W})$. В предположении, что автомодуляция поглощения света отображает сверхбыструю автомодуляцию энергетического распределения носителей, возникающую при интенсивных накачке и стимулированном излучении GaAs, можно сделать следующие выводы.

В процессе сверхбыстрой автомодуляции отклонения заселенностей разных энергетических уровней от фермиевского распределения изменяются со временем взаимосвязано, а не хаотично. Распределение обеднений заселенности в зоне проводимости (где оно повторяется с периодом $\hbar\omega_{LO}$ [5]) циклически повторяется еще и во времени, и время цикла уменьшается при возрастании интенсивности накачки GaAs.

Авторы глубоко признательны Л.В. Левкину, Э.А. Маныкину и В.А. Сабликову за обсуждение рукописи статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-00777-а).

Список литературы

- [1] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel. Sol. St. Commun., **94**, 805 (1995).
- [2] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. Sol. St. Commun., **98**, 903 (1996).
- [3] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумек, С.В. Стеганцов. ФТП, **36**, 144 (2002).
- [4] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.В. Стеганцов. ФТП, **40**, 806 (2006).
- [5] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **41**, 1418 (2007).
- [6] J.S. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).
- [7] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумек, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **39**, 681 (2005).
- [8] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. Письма ЖЭТФ, **48**, 252 (1988).
- [9] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Miroov, S.E. Kumekov, V.I. Perel. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).
- [10] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 537 (1998).
- [11] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **33**, 13 (1999).
- [12] D.N. Mirlin, V.I. Perel. In: *Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons*, ed. by C.V. Shank, B.P. Zakharchenya (Elsevier Science Publishers B.V., 1992) p. 269.
- [13] *Сверхкороткие световые импульсы*. Сборник под ред. С. Шапиро (М., Мир, 1981) с. 479.

Редактор Т.А. Полянская

Cyclicity of ultrafast self-modulation of light absorption spectrum, appearing by pumping and stimulated emission in GaAs

*N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet**

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract During picosecond photogeneration of charge carriers and intensive intrinsic stimulated emission in GaAs, ultrafast self-modulation of the light absorption spectrum occurs. Modulation is meant here as formation of locally increased absorption (protrusions) in different regions of the spectrum plot. Cyclicity of ultrafast self-modulation is discovered, that consists in the fact that the form of spectrum self-modulation (the number and the spectral position of protrusions) repeats itself after a certain time T_c , which relates to picosecond range. Changes of T_c during the pumping pulse and with an increase of the pulse energy revealed dependence of cycle time T_c on the pump intensity. In assumption that self-modulation of light absorption reflects self-modulation of energy distribution of carriers, experiment revealed the following. In the process of ultrafast self-modulation, variations of deviations of different energy level population from Fermi distribution in time domain are correlated; distribution of population depletions in conduction band repeats cyclically with time; and the cycle period decreases with an increase of GaAs pumping intensity.