

Субтерагерцовые автоколебания в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs

© Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой[†], А.Н. Кривоносов

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

(Получена 26 февраля 2008 г. Принята к печати 21 апреля 2008 г.)

Сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения света возникает во время интенсивной пикосекундной оптической накачки GaAs. Обнаружено, что сверхбыстрая автомодуляция поглощения света с фиксированной энергией фотона $\hbar\omega$ представляет собой автоколебания, состоящие из двух (вторая с удвоенной частотой) или одной субтерагерцовых гармоник. Получены зависимости параметров автоколебаний от величины $\hbar\omega$ при разных энергиях импульса накачки. Объяснено обнаруженное ранее циклическое повторение формы сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения. В предположении, что автомодуляция поглощения света, во-первых, вызвана изменениями заселенностей энергетических уровней носителями заряда, во-вторых, взаимосвязана с автомодуляцией собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs, вышеупомянутые зависимости могут способствовать составлению представления о характере субтерагерцовых автоколебаний обеднения заселенности и излучения.

PACS: 42.50.Md, 42.60.Rn, 42.60.Fc, 42.65.-k., 42.65.Re, 42.65.Sf, 71.35.Ee, 72.20.Ht, 72.30.+q, 78.30.Fs, 78.45.+h, 78.47.+p.

1. Введение

Сверхбыстрая автомодуляция поглощения света в GaAs — это экспериментально обнаруженное и пока экспериментально исследуемое явление [1–3], физический механизм которого окончательно не выяснен. Под автомодуляцией здесь подразумевается спонтанное возникновение локальных усилений поглощения, параметры и расположение на спектре которых определяются свойствами фотовозбужденного состояния полупроводника. Приставка „сверх“ в этой работе означает не медленнее, чем в пикосекундном диапазоне времен. До начала настоящей работы установлено следующее. Сверхбыстрая автомодуляция поглощения света возникает во время генерации горячей плотной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) при межзонном поглощении мощного пикосекундного импульса света в тонком (~ 1 мкм) слое GaAs, что далее называется накачкой [1]. Спектральная форма сверхбыстрой автомодуляции поглощения повторяется:

1) с периодом $\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h)$ в спектре поглощения [2];

2) циклически при изменении пикосекундной задержки τ зондирующего импульса, поглощение которого измерялось относительно импульса накачки [3].

Здесь $\hbar\omega_{LO}$ — энергия продольного оптического (LO) фонона, m_e и m_h — массы соответственно электрона и тяжелой дырки. Автомультированный спектр представляется выражением $[1 + f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$ [2], где ω — частота света. Функция $G(\omega, \tau)$ представляет гладкий (без локальных особенностей) спектр. В спектральном интервале Δ крупномасштабная компонента автомодуляции $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ имеет форму несимметричного колокола (далее называемого F -колоколом) с

шириной основания Δ . Вблизи максимума интенсивной накачки форма F -колокола подобна форме интегрального по времени спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs [2,4]. Измерения, в которых τ менялось с шагом более 10 пс, показали, что компонента $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ „размывается“ за время $t \gg 10$ пс [5]. Компонента $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ представляет тонкую структуру модуляции, состоящую из выступов и впадин, спектральная ширина которых меньше Δ . Тонкая структура, меняющаяся за время, меньшее 1 пс, названа сверхбыстрой автомодуляцией. В работе [1] отмечена видимая взаимосвязь сверхбыстрых автомодуляций излучения [6] и поглощения света в GaAs. Предположения о физическом механизме сверхбыстрой автомодуляции вкратце состояли в следующем.

Изменение межзонного поглощения света в GaAs чаще всего бывает вызвано изменением заселенностей носителями энергетических уровней валентной зоны и зоны проводимости, связанных прямыми оптическими переходами. Поэтому предполагалось, что автомодуляция поглощения света отображает автомодуляцию распределения электронов в зоне проводимости [1,7,8]. При этом $G(\omega, \tau)$ может соответствовать, например, спектру поглощения, рассчитанному для фермиевского распределения электронно-дырочной плазмы [4].

В работе [5] во время накачки GaAs наблюдалось образование области усиления света в спектре поглощения света, объясняемое созданием инверсии заселенностей уровней на дне зоны проводимости по отношению к заселенности уровней вершины валентной зоны. Благодаря этому, по косвенным признакам [9–12], уже во время накачки в GaAs возникает собственное стимулированное пикосекундное излучение, изучавшееся и в [13,14]. Излучение создает обеднение инверсной заселенности носителей на дне зоны проводимости [4,7]. Благодаря взаимодействию электронов с LO-фононами (e -LO) та-

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

кое обеднение заселенностей транслируется с периодом $\hbar\omega_{LO}$ вверх по зоне, создавая LO-фононные осцилляции в спектрах просветления (увеличения прозрачности) [7] и поглощения [2,4,5,8]. При этом предполагается установление соотношения времен [1]:

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

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.

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 [3]. Из-за этой неустойчивости, возможно, возникают сверхбыстрые осцилляции обеднения заселенностей энергетических уровней, проявляющиеся как сверхбыстрая автомодуляция поглощения света $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$. Пока все же не ясно, является ли сверхбыстрая автомодуляция проявлением нового вида неустойчивости сильно неравновесной плотной ЭДП или она вызвана предположенным в работе [1] процессом, отчасти сходным с релаксационными колебаниями в лазерах из-за дисбаланса между инверсией заселенностей и интенсивностью излучения [15], или причина в другом.

Возможность рассматривать сверхбыструю автомодуляцию поглощения как осцилляции относительно формы F-колокола [2] и ее цикличность [3] допускала предположение, что она образована автоколебаниями, модулирующими поглощение света с фиксированными энергиями фотона $\hbar\omega$, что автоколебания при разных $\hbar\omega$ взаимосвязаны и их частоты кратны обратному времени цикла T_c^{-1} . Выявлению этих колебаний и зависимостей их параметров от $\hbar\omega$ при разных энергиях импульса накачки W посвящена данная работа.

2. Анализ спектров поглощения света

Анализируемые далее спектры поглощения света в эпитаксиальном слое GaAs были измерены при комнатной температуре по методике „excite-probe“ [1,3]. Образец, подробнее описанный в [1], представлял собой гетероструктуру $Al_{0.22}Ga_{0.78}As-GaAs-Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, выращенную на подложке GaAs (100). Толщины эпитаксиальных слоев гетероструктуры равны 1.2–1.6–1.2 мкм соответственно. Слои $Al_xGa_{1-x}As$ были прозрачны для света, использовавшегося в экспериментах. На поверхностях образца, параллельных эпитаксиальным слоям, было нанесено антиотражающее покрытие.

На рис. 1 представлены для иллюстрации избранные спектры поглощения света в слое GaAs, взятые из числа анализируемых в данной работе. Спектры были измерены при трех энергиях возбуждающего импульса

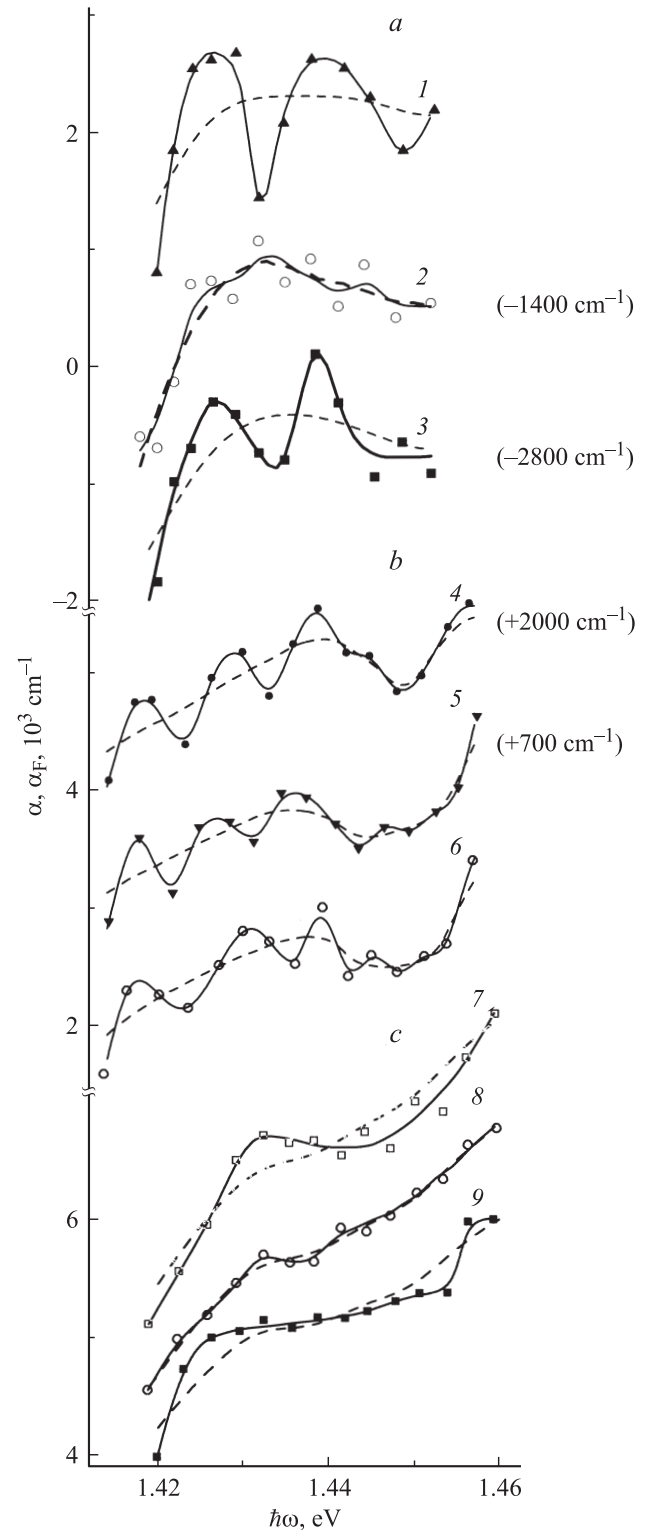


Рис. 1. Спектры поглощения света в GaAs, измеренные при различных энергиях W и временах задержки τ . *a)* $W = 1.6$ отн. ед., τ , пс: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2; *b)* $W = 0.8$ отн. ед., τ , пс: 4 — (–0.5), 5 — 0, 6 — 0.5; *c)* $W = 0.2$ отн. ед., τ , пс: 7 — (–1), 8 — 0, 9 — 1. Для наглядности отдельные спектры сдвинуты по оси ординат относительно своего истинного положения на величину, указанную в скобках справа от спектров. Остальные пояснения к рисунку см. в тексте.

(накачки) W и различных временах задержки τ . Диаметр зондирующего луча был вдвое меньше диаметра возбуждающего луча. Длительность и импульсы накачки, и зондирующего импульса $t_p \approx 10$ пс. Время задержки τ изменялось вблизи нуля (вершина зондирующего импульса перемещалась вдоль вершины возбуждающего импульса) с шагом ~ 1 пс. Как и в работах [1,3], спектры представлены еще и сплошными линиями $\alpha(\hbar\omega)$, которые выделяют крупную модуляцию, сглаживая разброс экспериментальных точек и мелкую модуляцию (которые трудно различимы). Из-за большой трудоемкости и продолжительности измерений спектров они ограничивались интервалом шириной около Δ .

Компоненту $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ можно выявлять либо измерением спектра при таком τ , когда $f(\omega, \tau) = 0$, либо путем нивелирования тонкой структуры модуляции, например, математически или усреднением спектров по малому интервалу задержек τ [2]. Прямое измерение и математическое нивелирование могут давать несколько отличающиеся результаты [2]. Преимущественно это вызвано неопределенностью математического нивелирования у краев спектра. На рис. 1 штриховые линии — это математически нивелированный спектр поглощения $\alpha_F(\hbar\omega)$, представляющий с учетом вышесказанного компоненту $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$. Поясним, что при $W = 0.8$ отн. ед. вблизи $\hbar\omega = 1.45$ эВ нивелированный и экспериментальный спектры совпадают, поскольку в этой области находится граница между двумя F-выступами, как свидетельствует рис. 1, *a* в работе [2], и модуляция соответственно близка к нулю.

На рис. 2 сплошными линиями представлены примеры определенной из эксперимента сверхбыстрой автомодуляции поглощения $\alpha_u = f(\hbar\omega)$, где $\alpha_u = \alpha - \alpha_F = f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$. Из совокупности спектров $\alpha_u = f(\hbar\omega)$, измеренных при разных τ , были получены зависимости $\alpha_u = f(\tau)$ при различных $\hbar\omega$ и W . Примеры зависимости $\alpha_u = f(\tau)$ представлены на рис. 3 сплошными линиями. Зависимости $\alpha_u = f(\hbar\omega)$ и $\alpha_u = f(\tau)$, будем называть их далее экспериментальными, имеют характер колебаний. В рассматриваемом интервале времен задержки τ оказалось возможным приближенно представить $\alpha_u = f(\tau)$ при $W = 0.2$ и 0.8 отн. ед. как сумму постоянной A_0 и двух гармоник:

$$\alpha_u = A_0 + A_1 \cos(2\pi\mathcal{F}\tau + \varphi_1) + A_2 \cos(4\pi\mathcal{F}\tau + \varphi_2), \quad (2)$$

а при $W = 1.6$ отн. ед. в подобном представлении нет второй гармоники, т.е. $A_2 = 0$. Параметры A_0 , A_i , \mathcal{F} , φ_i , где i — номер гармоники, определялись подгонкой. Их изменение с W и $\hbar\omega$ представлено на рис. 4–6 и обсуждается далее. Рассчитанные при подстановке этих параметров в (2) зависимости $\alpha_u = f(\tau)$ и полученные из них $\alpha_u = f(\hbar\omega)$, примеры которых приведены штриховыми линиями на рис. 3 и 2, удовлетворительно отображают колебания α_u . Видимо, из-за несколько большей сложности анализируемой далее автомодуляции спектра поглощения отличие экспериментальных и расчетных зависимостей при $W = 0.8$ отн. ед. оказалось

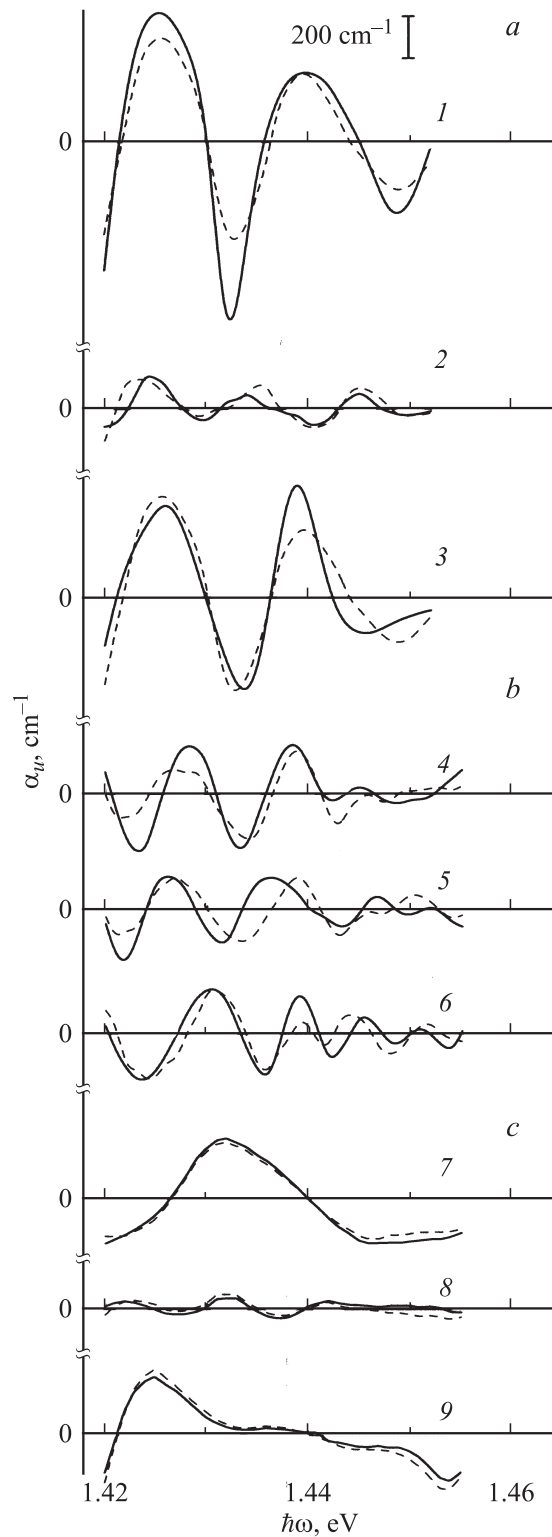


Рис. 2. Спектры сверхбыстрой автомодуляции поглощения света (эксперимент — сплошные линии, расчет — штриховые). *a*) $W = 1.6$ отн. ед., τ , пс: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2; *b*) $W = 0.8$ отн. ед., τ , пс: 4 — (-0.5) и -0.35, 5 — 0 и -0.12, 6 — 0.5 и 0.79; *c*) $W = 0.2$ отн. ед., τ , пс: 7 — (-1), 8 — 0, 9 — 1. Для $W = 0.8$ отн. ед. указаны два значения τ : первое относится к экспериментальному спектру, второе — к расчетному.

побольше, чем при $W = 0.2$ и 1.6 отн. ед. Поэтому же при $W = 0.8$ отн. ед. проявились, как предполагается, ограничения на точность механической установки задержки τ , отчего значения последней, при которых расчетный и

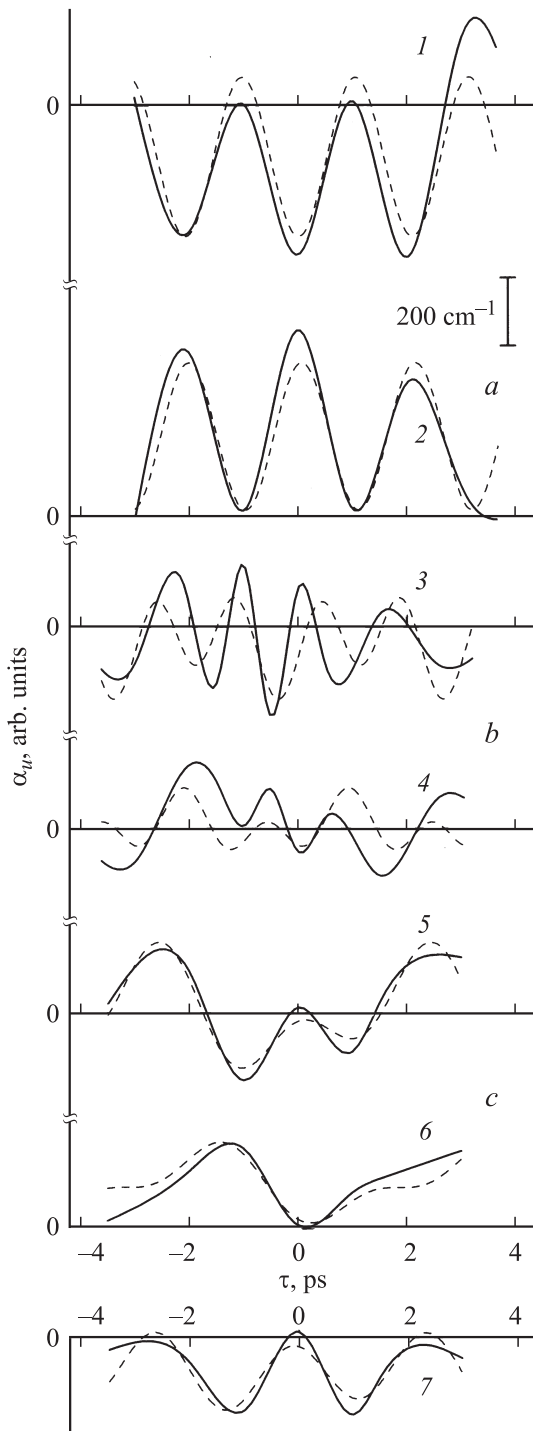


Рис. 3. Сверхбыстрая автомодуляция поглощения света при фиксированной величине $\hbar\omega$ (эксперимент — сплошные линии, расчет — штриховые). а) $W = 1.6$ отн. ед., $\hbar\omega$, эВ: 1 — 1.434, 2 — 1.427; б) $W = 0.8$ отн. ед., $\hbar\omega$, эВ: 3 — 1.434, 4 — 1.42; в) $W = 0.2$ отн. ед., $\hbar\omega$, эВ: 5 — 1.45, 6 — 1.43, 7 — 1.42.

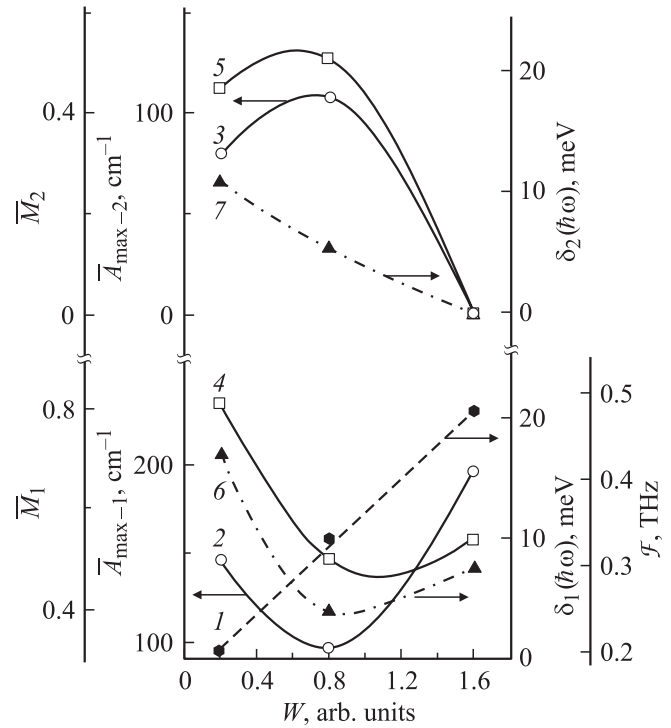


Рис. 4. Зависимость частоты \mathcal{F} от энергии W (1). Усредненные параметры зависимостей $A_1 = f(\hbar\omega)$ и $A_2 = f(\hbar\omega)$ в функции от энергии W : локальные максимумы 2 — $\bar{A}_{\max-1}$, 3 — $\bar{A}_{\max-2}$; 4 — глубина модуляции \bar{M}_1 , 5 — \bar{M}_2 , 6 — ширина пика $\delta_1(\hbar\omega)$, 7 — $\delta_2(\hbar\omega)$. Линии через точки на рисунке проведены для наглядности.

экспериментальные спектры имели сходную форму, в некоторых случаях немного (на ≤ 0.34 пс) отличались (см. подпись к рис. 2).¹ Гармонический анализ производился на коротком временном интервале, поэтому, как известно, не следует ожидать хорошего согласия на краях интервала. То, что в соотношении (2) параметры считаются постоянными в исследуемом временном интервале, является тоже приближением. К расхождению экспериментальных и расчетных спектров автомодуляции могут, естественно, приводить еще погрешности и подгонки параметров, и измерений спектра поглощения света и т.п. Заметим, что на рис. 2 представлен несколько меньший спектральный интервал, чем интервал Δ , в котором измерялись спектры. Это вызвано неопределенностью проведения нивелирующей кривой у краев спектра.

Частота \mathcal{F} при фиксированном значении W , как обнаружилось, не зависит от $\hbar\omega$ в рассматриваемом спектральном интервале. В исследованном диапазоне

¹ Только задержка τ для спектра 3 на рис. 4 в работе [3], как мы теперь установили, отличается от задержки, для которой расчетный спектр совпадает с экспериментальным, на большую величину — 0.76 пс. Это связано, как мы предполагаем, с погрешностью установления τ при измерении этого спектра, которое производилось через некоторое время после измерений других спектров в [3].

энергий накачки изменение частоты \mathcal{F} при изменении W близко к линейному (рис. 4, кривая 1).

Знакопеременная зависимость $A_0 = f(\hbar\omega)$ для различных W представлена штриховой линией на рис. 5. Там, где $A_0 < 0$ ($A_0 > 0$), колебания поглощения $\alpha_i = f(\tau)$ происходят в большей степени в сторону уменьшения (увеличения) поглощения относительно F-колокола. Это наиболее явно, когда $|A_0| \geq A_{1,2}$ (кривые 1, 2, 6, 7 на рис. 3).

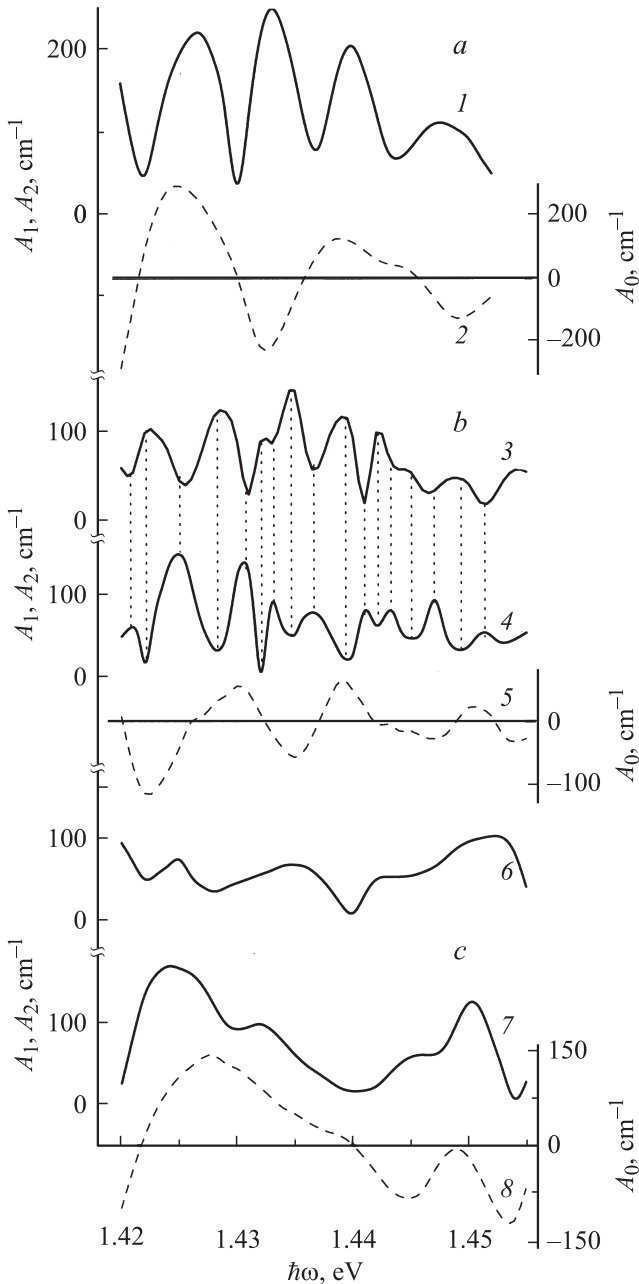


Рис. 5. Спектральные зависимости величины A_0 и амплитуд первой (A_1) и второй (A_2) гармоник. а) $W = 1.6$ отн. ед.: 1 — A_1 , 2 — A_0 ; б) $W = 0.8$ отн. ед.: 3 — A_2 , 4 — A_1 , 5 — A_0 ; в) $W = 0.2$ отн. ед.: 6 — A_2 , 7 — A_1 , 8 — A_0 . Штриховые линии — A_0 , сплошные — A_1 и A_2 .

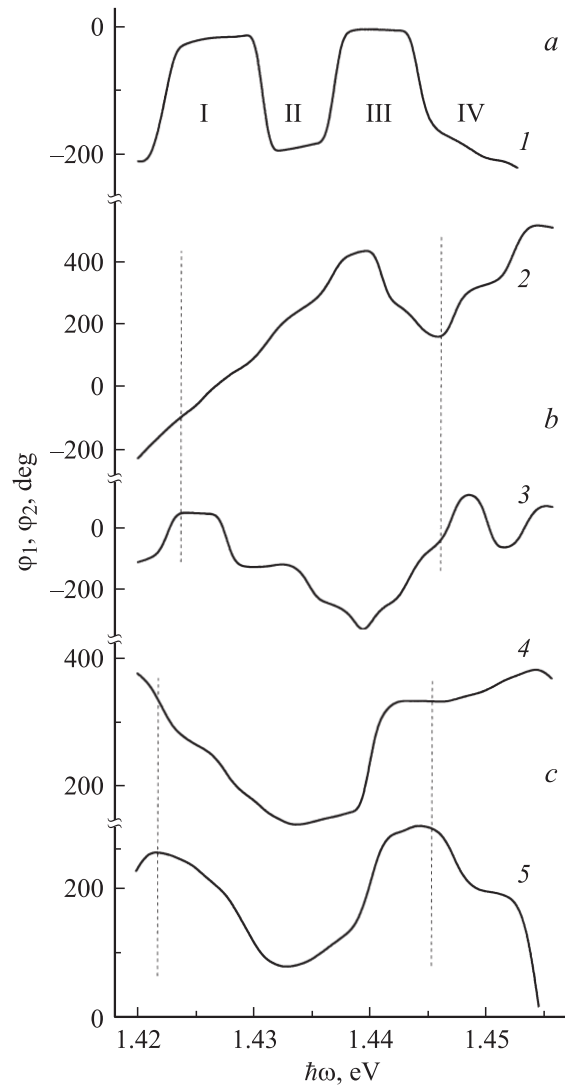


Рис. 6. Спектральные зависимости фазовых постоянных первой (φ_1) и второй (φ_2) гармоник. а) $W = 1.6$ отн. ед.: 1 — φ_1 ; б) $W = 0.8$ отн. ед.: 2 — φ_2 , 3 — φ_1 ; в) $W = 0.2$ отн. ед.: 4 — φ_2 , 5 — φ_1 .

На рис. 5 представлены также спектральные зависимости амплитуд A_1 первой и A_2 второй гармоник при разных W . На этих зависимостях наблюдается чередование локальных максимумов и минимумов, которое приближается к квазипериодическому на $A_2 = f(\hbar\omega)$ при $W = 0.8$ отн. ед. и $A_1 = f(\hbar\omega)$ при $W = 1.6$ отн. ед. При энергии $W = 1.6$ отн. ед. локальные минимумы зависимости $A_1 = f(\hbar\omega)$ расположены вблизи (разница ≤ 2 мэВ) тех значений $\hbar\omega$, где A_0 меняет знак. Подобное соответствие наблюдается и при $W = 0.2$ отн. ед. в области $\hbar\omega \approx 1.44$ эВ, где на зависимостях и $A_1 = f(\hbar\omega)$, и $A_2 = f(\hbar\omega)$ располагается локальный минимум, а A_0 меняет знак.

Чтобы охарактеризовать зависимости $A_i = f(\hbar\omega)$ и их изменение с W и i , введем усредненные по спектральному интервалу, представленному на рис. 5, параметры.

Первый параметр $\bar{A}_{\max-i}$ — средняя величина локального максимума, отсчитываемого от нуля; напомним, i — номер гармоники. Второй параметр

$$\bar{M}_i = \frac{\bar{A}_{\max-i} - \bar{A}_{\min-i}}{\bar{A}_{\max-i} + \bar{A}_{\min-i}}$$

— средняя глубина модуляции зависимости $A_i = f(\hbar\omega)$. Здесь $\bar{A}_{\min-i}$ — среднее значение A_i в локальном минимуме. Третий параметр $\delta_i(\hbar\omega) = (\hbar\omega_1 - \hbar\omega_n)/(n-1)$ — средняя ширина пика (по основанию) на зависимости $A_i = f(\hbar\omega)$. Здесь $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_n$ — спектральные положения 1-го и n -го (последнего) локальных минимумов. Изменения параметров $\bar{A}_{\max-i}$, \bar{M}_i , $\delta_i(\hbar\omega)$ при изменении энергии накачки W иллюстрирует рис. 4. Для наглядности точки, представляющие значения параметра при разных W , соединены одной линией. Изменения $\bar{A}_{\max-i}$, \bar{M}_i , $\delta(\hbar\omega)$ в функции от W оказываются немонотонными.

Рассмотрим, как соотношения между усредненными параметрами 1-й и 2-й гармоник изменяются с W . При $W = 0.2$ и 0.8 отн. ед. имеем соответственно $\bar{A}_{\max-1}/\bar{A}_{\max-2} = 1.8$ и 0.9 ; $\bar{M}_1/\bar{M}_2 = 1.8$ и 1 ; $\delta_1(\hbar\omega)/\delta_2(\hbar\omega) = 1.5$ и 0.8 . Таким образом, при $W = 0.2$ отн. ед. значения параметров 1-й гармоники существенно больше, чем 2-й гармоники. При увеличении W до 0.8 отн. ед. значения параметров 1-й и 2-й гармоник сближаются. При $W = 1.6$ отн. ед. $\bar{A}_{\max-2} \approx \bar{M}_2 \approx \delta_2(\hbar\omega) \approx 0$.

При сопоставлении формы графиков $A_2 = f(\hbar\omega)$ и $A_1 = f(\hbar\omega)$ на рис. 5 можно отметить следующее. При $W = 0.2$ отн. ед. количество локальных экстремумов кривизны на графиках $A_1 = f(\hbar\omega)$ и $A_2 = f(\hbar\omega)$ одинаковые, но их спектральные положения в большинстве случаев не совпадают. После возрастания W до 0.8 отн. ед. спектральные положения локальных экстремумов кривизны на графике $A_1 = f(\hbar\omega)$ уже совпадают с положениями экстремумов кривизны противоположного знака на графике $A_2 = f(\hbar\omega)$, как показано пунктирными прямыми (рис. 5, *b*). После возрастания W до 1.6 отн. ед. 2-я гармоника перестает проявляться.

Обратимся теперь к зависимостям фазовых постоянных от энергии фотона $\varphi_i = f(\hbar\omega)$, которые представлены на рис. 6. Эти зависимости немонотонные. При $W = 0.2$ отн. ед. (рис. 6, *c*) в интервале $\hbar\omega \approx 1.422-1.445$ эВ изменение φ_1 и φ_2 с $\hbar\omega$ имеет приблизительно одинаковый характер, т.е. на одних и тех же спектральных участках производные $d\varphi_1/d\hbar\omega$ и $d\varphi_2/d\hbar\omega$ имеют преимущественно одинаковые знаки. При $W = 0.8$ отн. ед. (рис. 6, *b*) в интервале $\hbar\omega \approx 1.424-1.446$ эВ, наоборот, изменения φ_1 и φ_2 с $\hbar\omega$ имеют примерно противоположные характеры. Границы указанных интервалов отмечены пунктирными прямыми. Вне границ этих интервалов изменения φ_1 и φ_2 с $\hbar\omega$ имеют характеры приблизительно противоположные при $W = 0.2$ отн. ед. и несколько сходные при $W = 0.8$ отн. ед. После увеличения энергии накачки до $W = 1.6$ отн. ед. (рис. 6, *a*) в интервале $\hbar\omega \approx 1.423-1.443$ эВ образовались 3 четко выраженные

области I–III, внутри которых $d\varphi_1/d\hbar\omega \approx 0$. В более коротковолновой области IV $d\varphi_1/d\hbar\omega \ll 0$. На границах между этими областями φ_1 резко изменяется приблизительно на π . Это резкое изменение φ_1 происходит в области значений тех $\hbar\omega$, где расположены локальные минимумы зависимости $A_1 = f(\hbar\omega)$ при $W = 1.6$ отн. ед. Отметим, что и при $W = 0.2$ отн. ед. резкое изменение φ_1 и φ_2 , тоже приблизительно на π , происходит в области $\hbar\omega \approx 1.44$ эВ, где расположены локальные минимумы зависимостей $A_1 = f(\hbar\omega)$ и $A_2 = f(\hbar\omega)$.

3. Обсуждение результатов

Таким образом, в данной работе показано, что сверхбыстрая автомодуляция поглощения света с фиксированной энергией фотона $\hbar\omega$ может быть представлена как автоколебания с субтерагерцовой частотой \mathcal{F} , составленные одним или еще и вторым (с частотой $2\mathcal{F}$) гармоническими колебаниями, плюс постоянная A_0 . Выявлены немонотонные зависимости параметров гармоник от $\hbar\omega$ при разных энергиях W импульса накачки. Эти зависимости позволяют приближенно считать, что в рассматриваемых временном и спектральном интервалах автоколебания при разных $\hbar\omega$ когерентны. Частота автоколебаний \mathcal{F} не зависит от $\hbar\omega$ при фиксированной W , и это объясняет обнаруженное в [3] циклическое повторение формы сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения через время T_c . Соответственно оказалось $T_c = \mathcal{F}^{-1}$. Изменение T_c во время импульса накачки, полученное в [3], помогает представить соответствующее изменение \mathcal{F} . Близкое к линейному возрастание \mathcal{F} при увеличении энергии W означает, по-видимому, что частота растет при увеличении интенсивности накачки (поскольку длительность накачки при изменении W оставалась неизменной). С возрастанием интенсивности накачки автоколебания изменяются так, что при $W = 1.6$ отн. ед. исчезают 2-е гармоники и сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения приближенно представляет собой, как показывают зависимости параметров A_1 , φ_1 от $\hbar\omega$, стоячую волну (что и предполагалось в [1]). Но с тем условием, что колебания при каждом значении $\hbar\omega$ происходят симметрично относительно уровня A_0 , который сам является волнообразной функцией $\hbar\omega$.

Проведенное в предыдущем разделе сопоставление позволяет предполагать, что изменение параметров 1-й и 2-й гармоник с W взаимосвязано. Немонотонные изменения $\bar{A}_{\max-1}$ и $\bar{A}_{\max-2}$ при изменении W , заметим, аналогичны пульсации амплитуды 1-й и 2-й оптических гармоник в нелинейной среде [16]. Можно отметить и некоторую аналогию возникновения сверхбыстрой автомодуляции двумя гармониками с другим явлением — генерацией излучения и нелинейным самопреобразованием его частоты в активно-нелинейных кристаллах [17]. Напомним, что GaAs характерен эффективной квадратичной нелинейностью [18,19]. Все же пока нет достаточных оснований считать, что вклад в автоколебания,

представляемый 2-й гармоникой, обусловлен неким отдельным процессом ее генерации. Возможно, нелинейная взаимосвязь гармоник создает их конкуренцию, что присуще автоколебаниям в нелинейных неравновесных средах [20], которая приводит к исчезновению 2-й гармоники при $W = 1.6$ отн. ед.

В данной работе для $W = 0.2, 0.8$ и 1.6 отн. ед. частота составляла соответственно $\mathcal{F} = 0.2, 0.33$ и 0.48 ТГц. Наблюдаемая в работе [6] модуляция характеристик собственного излучения позволила предполагать, что оно автомодулировалось пульсациями, следовавшими с интервалом около 4 пс, т. е. с частотой $\mathcal{F}_s \approx 0.25$ ТГц. Частоты \mathcal{F} и \mathcal{F}_s близки, что согласуется с предположением [1] о взаимосвязи сверхбыстрых автомодуляций излучения и поглощения света.

Результаты работы получены непосредственно для области времен задержки τ , близких к нулю, что является, возможно, некоторым приближением к условиям квазистационарной накачки. Полученное представление вновь говорит в пользу того, что сверхбыстрая автомодуляция является не хаотическим, а в основном закономерно развивающимся во времени нелинейным процессом. Напомним, что анализ экспериментальных спектров в области их краев не проводился.

Исследование сверхбыстрой автомодуляции поглощения света может оказаться еще и новым аспектом изучения плотной нефермиевской² ЭДП. Тогда полученные в данной работе амплитудно-фазочастотные характеристики (АФЧХ) автомодуляции поглощения одновременно дают представление об аналогичных характеристиках сверхбыстрой автомодуляции заселенностей энергетических уровней носителями заряда, т. е. о взаимосвязанных субтерагерцовых автоколебаниях обеднения заселенностей уровней зоны проводимости, создающих в этой зоне автоволну обеднения, принимающую форму стоячей при увеличении накачки до $W = 1.6$ отн. ед. и приводящую к автомодуляции спектра поглощения света. Предполагаемая взаимосвязь сверхбыстрых автомодуляций собственного пикосекундного стимулированного излучения и поглощения света в GaAs допускает возможность сходства еще и АФЧХ этих автомодуляций. При этом необходимо учитывать „сглаженность“ измеряемой сверхбыстрой автомодуляции поглощения по сравнению с ее истинным видом [1].

В заключение отметим, что с начала 90-х годов уделяется существенное внимание исследованиям возможностей генерации в полупроводнике излучения терагерцового диапазона [21]. Сверхбыстрая автомодуляция собственного излучения и фундаментального поглощения света в GaAs становится, по-видимому, еще одним аспектом исследования в полупроводниках оптических явлений этого диапазона. Необходимость дальнейших экспериментальных исследований в этой области очевидна, и авторы их планируют.

Авторы глубоко признательны Л.В. Левкину и Ю.В. Андрееву за обсуждение рукописи статьи.

² В зарубежной литературе часто используют термин *nonthermal*.

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

Список литературы

- [1] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.В. Стеганцов. ФТП, **40**, 806 (2006).
- [2] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **41**, 1418 (2007).
- [3] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет. ФТП, **42** (9), 1053 (2008).
- [4] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Куликов, С.В. Стеганцов. ФТП, **36**, 144 (2002).
- [5] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. Sol. St. Commun., **98**, 903 (1996).
- [6] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекков, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **39**, 681 (2005).
- [7] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 805 (1995).
- [8] Г.С. Алтыбаев, И.Л. Броневои, С.Е. Кумекков. ФТП, **38**, 674 (2004).
- [9] И.Л. Броневои, С.Е. Кумекков, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **43**, 368 (1986).
- [10] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. Письма ЖЭТФ, **48**, 252 (1988).
- [11] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).
- [12] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 343 (1995).
- [13] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 537 (1998).
- [14] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **35**, 65 (2001).
- [15] П.Г. Елисеев. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М., Наука, 1983) с. 294.
- [16] В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. *Прикладная нелинейная оптика* (М., Радио и связь, 1982) с. 352.
- [17] Г.Д. Лаптев, А.А. Новиков. Квант. электрон., **31**, 981 (2001).
- [18] C. Flytzanis. Phys. Rev. B, **6**, 1264 (1972).
- [19] A. Mayer, F. Keilmann. Phys. Rev. B, **33**, 6954 (1986).
- [20] М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков. *Введение в теорию колебаний и волн* (М., Наука, 1984) с. 432.
- [21] K. Sakai. Topics Appl. Phys. **97** (Springer-Verlag, N.Y., 2005).

Редактор Т.А. Полянская

Subterahertz self-oscillations in ultrafast self-modulation of light absorption in GaAs

N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov

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

Abstract Ultrafast self-modulation of light absorption spectrum appears during intensive picosecond optical pump of GaAs. It has been revealed that ultrafast self-modulation of light absorption with fixed photon energy $\hbar\omega$ represents oscillations consisting of two (second with two-fold frequency) or one sub terahertz harmonics. Dependencies of the oscillation parameters on $\hbar\omega$ was obtained for various values of pump pulse energy. Earlier discovered cyclic repetition of the shape of ultrafast self-modulation of absorption spectrum is explained. In assumption that this self-modulation (1) is caused by changes of charge carrier populations of energy levels and (2) is interrelated with self-modulation of own stimulated picosecond emission of GaAs, the above-mentioned dependencies can promote apprehension of the character of subterahertz self-oscillations of population depletion and of the emission.