

# Субтерагерцовые автоколебания обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости GaAs при наличии накачки и собственного стимулированного излучения

© Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой<sup>¶</sup>, Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривоносов

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

(Получена 30 декабря 2009 г. Принята к печати 18 января 2010 г.)

Ранее обнаружено, что при пикосекундной оптической накачке в GaAs возникают сверхбыстрые взаимосвязанные автомодуляции фундаментального поглощения света и собственного стимулированного пикосекундного излучения. В настоящей работе сделаны количественные оценки, подтверждающие предположение, что указанные автомодуляции вызваны автоколебаниями обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости. Получено выражение для частоты автоколебаний обеднения заселенностей. Показано наличие условий для самоорганизации, которые приводят к возникновению периодических нелинейных волн в неравновесных средах, каковой является фотогенерированная электроно-дырочная плазма с обеднениями заселенностей. В итоге в цикле работ, включая и настоящую, обнаружено, что при накачке в GaAs под влиянием собственного стимулированного излучения возникает коллективное возбуждение носителей заряда — автоколебания обеднения заселенностей зоны проводимости.

## 1. Введение

В настоящей работе подтвержден количественными оценками и дополнен предполагавшийся ранее физический механизм образования сверхбыстрых автомодуляций фундаментального поглощения света и собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs. Отмечается возможное влияние автоколебаний обеднения заселенностей, лежащих в основе этого механизма, на генерацию полупроводниковыми лазерами мощного излучения и др.

Автомодуляция фундаментального поглощения света в GaAs возникает во время генерации горячей плотной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) [1–3]. Генерация ЭДП происходит при межзонном поглощении в тонком ( $\sim 1$  мкм) слое GaAs мощного импульса света, что далее называется накачкой, длительностью на полувывсоте (FWHM)  $T_p \approx 10$  пс. Под автомодуляцией здесь подразумевается спонтанное возникновение локальных усилений поглощения, параметры и расположение в спектре которых определяются свойствами фотовозбужденного состояния полупроводника. Понятие сверхбыстрых процессов в этой работе означает соответствие временам пикосекундного диапазона и меньше. Представим установленные ранее свойства автомодуляции, существенные для настоящей работы.

Автомодулированный спектр коэффициента поглощения можно представить выражением [4]

$$\alpha = [1 + f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau), \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота света,  $\tau$  — время задержки зондирующего импульса, поглощение которого измерялось, относительно импульса накачки. Спектральная форма авто-

модуляции повторяется в спектре с периодом [1,2,4,5]

$$\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h). \quad (2)$$

Здесь  $\hbar\omega_{LO} = 36$  мэВ — энергия продольного оптического (LO) фонона,  $m_e = 0.063m_0$  и  $m_h = 0.5m_0$  — массы соответственно электрона и тяжелой дырки [6],  $m_0$  — масса покоя электрона; соответственно имеем  $\Delta \approx 40$  мэВ. Функция  $G(\omega, \tau)$  представляет собой гладкий (без локальных особенностей) спектр. В спектральном интервале  $\Delta$  крупномасштабная компонента автомодуляции  $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$  имеет форму несимметричного колокола с шириной основания  $\Delta$ . Измерения, в которых величина  $\tau$  менялась с шагом  $> 10$  пс, показали, что компонента  $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$  „размывается“ за время  $\gg 10$  пс [1,2]. Компонента  $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$  представляет собой тонкую структуру автомодуляции, состоящую из выступов и впадин, спектральная ширина которых меньше  $\Delta$ . Тонкая структура меняется за время, меньшее 1 пс, поэтому компонента  $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$  названа сверхбыстрой автомодуляцией.

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  $A_0$ :

$$\alpha_u = A_0 + A_1 \cos(2\pi\mathcal{F}\tau + \varphi_1) + A_2 \cos(4\pi\mathcal{F}\tau + \varphi_2), \quad (3)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — фазовые постоянные [7]. При фиксированной интенсивности накачки  $I_{ex}$  частота  $\mathcal{F}$  не зависит от энергии фотона  $\hbar\omega$ , но остальные параметры в (3) меняются с  $\hbar\omega$ . При изменении  $I_{ex}$  изменяются все параметры (3). Амплитудно-фазово-частотные характеристики (АФЧХ) автоколебаний представлены в [7]. Когерентность автоколебаний поглощения при

<sup>¶</sup> E-mail: bil@cplire.ru

разных  $\hbar\omega$  приводит к циклическому повторению формы автомодуляции при изменении  $\tau$  [8]. Для области значений  $\tau$ , близких к нулю, т.е. при приближении к условиям квазистационарной накачки, характерно еще и следующее. Во-первых, в интервале  $\Delta$ , на границах которого  $f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau) = 0$ , интегральная площадь под кривой  $[f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$  приблизительно постоянна [4]. Во-вторых, при достаточном увеличении  $I_{ex}$  исчезает вторая гармоника в (3), изменения с  $\hbar\omega$  параметров в (3) (за исключением  $\mathcal{F}$ ) при фиксированной  $I_{ex}$  приобретают вид слабо нерегулярных колебаний и сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения приближенно представляет собой слабо нерегулярную стоячую волну [3,7].

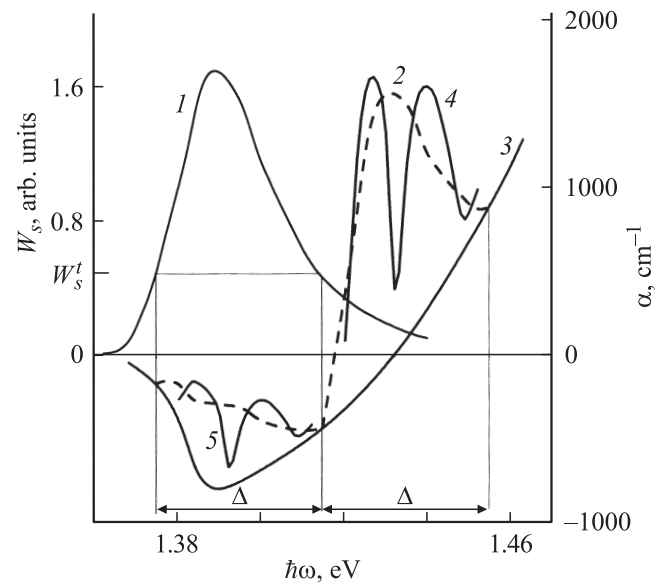
Во время накачки в GaAs образуется область усиления в спектре поглощения света, обусловленная инверсией заселенностей уровней на дне зоны проводимости по отношению к заселенности уровней вершины валентной зоны [2,5]. Благодаря этому в GaAs во время накачки возникает собственное интенсивное стимулированное (усиленное спонтанное) пикосекундное излучение [9–13]. На возможность этого указывалось еще в [14]. Обнаруженная в [15] модуляция характеристик излучения косвенно выявила, что излучение автомодулировано пульсациями, следовавшими с частотой  $\mathcal{F}_s \approx \mathcal{F}$  [7,15]. Последнее согласуется с предположением [3,4] о взаимосвязи автомодуляций собственного излучения и фундаментального поглощения света. О взаимосвязи свидетельствовало и то, что вблизи максимума интенсивной накачки колоколообразная (в интервале  $\Delta$ ) форма компоненты  $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$  подобна форме интегрального по времени спектра собственного излучения  $W_s(\hbar\omega)$  GaAs [5]. Для краткости понятия „колокол“ или „колоколообразный“ будет заменять символ  $\cap$  (независимо от того, вверх или вниз обращена вершина колокола).

Изменение межзонного поглощения света в GaAs преимущественно бывает вызвано изменением заселенностей носителями энергетических уровней валентной зоны и зоны проводимости, связанных прямыми оптическими переходами. Поэтому ранее предполагалось, что автомодуляция поглощения света отображает автомодуляцию распределения электронов в зоне проводимости [1–3]. Предположения о физическом механизме автомодуляции распределения носителей состояли в следующем [1,3,8]. Пусть собственное излучение с  $\cap$ -образным спектром создает  $\cap$ -образное обеднение (первую яму) в инверсной заселенности на дне зоны проводимости. При этом нарушается детальное равновесие. Стремясь восстановить его, электрон-ЛО-фононное взаимодействие приводит к трансляции с периодом  $\hbar\omega_{LO}$  образовавшегося обеднения вверх по зоне проводимости. Заселенность зоны проводимости автомодулируется чередой подобных по форме  $\cap$ -образных ям с шириной основания  $\hbar\omega_{LO}$ , что в спектре поглощения отображает компонента  $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ . Распределение носителей отклоняется от распределения Ферми–Дирака и поэтому

становится неустойчивым. Из-за неустойчивости возникают сверхбыстрые осцилляции обеднения заселенностей энергетических уровней, отображаемые в поглощении света компонентой  $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ . Свойства автомодуляции заселенностей соответственно оказываются представленными в вышеописанных свойствах автомодуляции фундаментального поглощения. Заметим, что далее ямой будет называться участок зоны проводимости с обедненной заселенностью, имеющий ширину  $\hbar\omega_{LO}$ , на границах которого обеднение заселенности спадает до нуля.

## 2. Анализ экспериментальных результатов

Автомодуляцию поглощения света иллюстрирует в необходимой для дальнейшего изложения степени рис. 1. На нем даны спектры интегрального по времени собственного излучения  $W_s(\hbar\omega)$  и фундаментального поглощения  $\alpha(\hbar\omega)$ , измеренного при одном из тех значений  $\tau$ , где  $f(\omega, \tau)$  близка к нулю. Спектры измерялись по точкам, которые подробно представлены в [5], но, чтобы не перегружать рисунок, здесь мы приводим аппроксимирующие кривые 1 и 2. Кривая 3 представляет собой спектр поглощения  $\alpha_{FD}$ , соответствующий компоненте  $G(\omega, \tau)$ , рассчитанный для фермиевского распределения ЭДП в приближении, в котором все дырки считаются тяжелыми, а электроны находящимися в долине  $\Gamma_6$ . Разность  $\alpha_H = \alpha_{FD} - \alpha$  в интервале  $1.374 \leq \hbar\omega \leq 1.414$  эВ характеризует провал в области усиления в спектре поглощения. Разность  $\alpha_P = \alpha - \alpha_{FD}$  в области  $1.414 \leq \hbar\omega \leq 1.454$  эВ



**Рис. 1.** Спектр собственного стимулированного излучения (1) и спектр поглощения (2). 3 — расчетный спектр поглощения при фермиевском распределении ЭДП; 4, 5 — см. пояснения в тексте.

характеризует первый выступ в спектре поглощения;  $\alpha - \alpha_{FD} = [f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$ . Спектры  $\alpha_H$  и  $\alpha_P$  имеют подобную  $\cap$ -образную форму, подобную и форме той части спектра излучения  $W_s(\hbar\omega)$ , которая расположена выше уровня  $W_s'$  [5]. Последний представляет собой энергию излучения при значениях  $\hbar\omega$ , определяющих спектральные границы провала  $\alpha_H$ . Все это взято из рис. 2 работы [5].

**2.1.** Перейдем к оценке скоростей  $R_E$  и  $R_A$  тех переходов между квантовыми состояниями первой (1) и второй (2) ям, которые происходят соответственно путем излучения и поглощения электроном LO-фонона. Представим сначала результаты оценки, затем приведем использованные для этого выражения и т.д. Под скоростью перехода подразумевается вероятность перехода в единицу времени. В спектре поглощения первая яма отображается провалом  $\alpha_H$ , а вторая яма — выступом  $\alpha_P$ . На рис. 2 кривые 1 и 2 описывают скорости  $R_E$  и  $R_A$  переходов между квантовыми состояниями с энергиями  $\epsilon_{c1}$  и  $\epsilon_{c2}$  при температуре LO-фононов  $T_{LO} = 42$  мЭВ и  $\epsilon_{c2} - \epsilon_{c1} = \hbar\omega_{LO}$  (здесь индексы в  $\epsilon_{ci}$  означают, что состояние принадлежит зоне проводимости ( $c$ ) и  $i$ -й яме). Для удобства сопоставления скоростей перехода с автомодуляцией поглощения дополнительно на рис. 2 показана шкала энергии фотона  $\hbar\omega$ , при поглощении которого электрон переходит в состояние с энергией  $\epsilon_{c2}$ . Максимальное отличие  $R_E$  от  $R_A$  при фиксированной  $\epsilon_{c2}$  менее 11%, а отличие интегральных площадей под кривыми  $R_E(\epsilon_{c2})$  и  $R_A(\epsilon_{c2})$  менее 2%, т.е. вполне реально установление приближенно детального равновесия переходов между соседними ямами, происходящих с излучением и поглощением LO-фононов. Температура  $T_{LO}$  являлась подгоночным параметром. То, что  $T_R < T_{LO} < T_C$ , соответствует ожидаемому разогреву LO-фононов из-за эффекта узкого фононного горла [16,17] ( $T_R$  — комнатная температура, при которой выполнялись эксперименты,  $T_C = 52$  мЭВ — температура для фермиевского распределения ЭДП, которому соответствует спектр поглощения  $\alpha_{FD}$  [5]). При расчетах  $R_E$  и  $R_A$  использовались следующие выражения и данные.

Скорости переходов:

$$R_E = \beta(N_g + 1)[1 - f(\epsilon_{c1})]f(\epsilon_{c2}), \quad (4)$$

$$R_A = \beta N_g [1 - f(\epsilon_{c2})]f(\epsilon_{c1}). \quad (5)$$

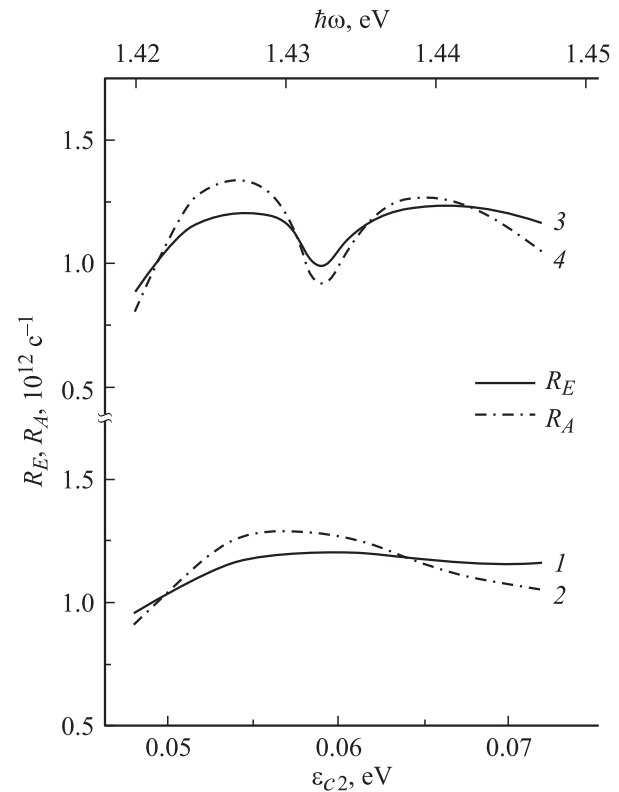
Среднее число LO-фононов с фиксированным квазимпульсом:

$$N_g = [\exp(\hbar\omega_{LO}/T_{LO}) - 1]^{-1}. \quad (6)$$

Среднее число электронов в одном квантовом состоянии с энергией  $\epsilon_{ci}$ :

$$f(\epsilon_{ci}) = \{\exp[(\epsilon_{ci} - \mu)/T_C] + 1\}^{-1} + \delta f(\epsilon_{ci}). \quad (7)$$

В выражениях (4)–(7) использованы следующие обозначения:  $\beta$  — вероятность испускания оптического фонона электроном при отсутствии фононов и других электронов,  $\beta^{-1} = \tau_{p0} = 0.14$  пс [18],  $\mu = 0.145$  эВ — энергия



**Рис. 2.** Скорости переходов электронов с излучением ( $R_E$ ) и поглощением ( $R_A$ ) LO-фононов при  $\cap$ -образной (1, 2) и  $\cup$ -образной (3, 4) форме ям.

квазиуровня Ферми электронов для упомянутого фермиевского распределения, отсчитываемая от дна зоны проводимости [5],  $\delta f(\epsilon_{ci})$  — полученное в эксперименте обеднение заполнения состояния с энергией  $\epsilon_{ci}$  по сравнению с заполнением при фермиевском распределении:

$$\delta f(\epsilon_{ci}) = [\alpha_{FD}(\hbar\omega) - \alpha(\hbar\omega)]/\alpha_{e0}, \quad (8)$$

где  $\hbar\omega$  — энергия фотона, при поглощении которого происходит межзонный переход электрона в состояние с энергией  $\epsilon_{ci}$ ;  $\alpha_{e0}(\hbar\omega) = \alpha_0[\hbar\omega + (E_{g0} - E_g)]$ ;  $\alpha_0(\hbar\omega)$  — спектр поглощения невозбужденного образца, представленный в [5] на рис. 3;  $E_{g0} - E_g$  — уменьшение ширины запрещенной зоны, обусловленное кулоновским взаимодействием фотовозбужденных носителей,  $E_{g0} = 1.405$  эВ и  $E_g = 1.366$  эВ — ширина запрещенной зоны соответственно невозбужденного и фотовозбужденного образца.

Описанная выше оценка  $R_E$  и  $R_A$  на основании экспериментальных результатов [5] была получена при  $\cap$ -образной форме провала и выступа внутри интервала  $\Delta$  в спектре поглощения. В [5] измерения поглощения проводились только для одной задержки  $\tau = -3$  пс при энергии импульса накачки  $W = 1.6$  отн. ед. Согласно [3,8], при такой  $W$  в области  $\tau$ , близких к нулю, форма автомодуляции спектра поглощения меняется с периодом 2 пс: по истечении 1 пс из  $\cap$ -образной

становится близкой к М-образной, еще через 1 пс возвращается к П-образной и т.д. При таком изменении формы автомодуляции детальное равновесие переходов, происходящих с излучением и поглощением электроном ЛО-фонона, может тоже приблизительно сохраняться, как показано далее. Для этого на рис. 1 был построен тот спектр с М-образным выступом (кривая 4) и провалом (кривая 5), который, согласно установленным закономерностям автомодуляции, должен был периодически сменять спектр, представленный кривой 2 (сокращение М-образный мы применяем и в том случае, когда объект имеет форму перевернутого М). Это было сделано следующим образом.

В работе [3], где обнаружилось чередование П- и М-образных выступов, из-за большой трудоемкости и длительности измерений, последние проводились внутри спектрального интервала, несколько меньшего  $\Delta$ . Этого недостаточно для определения теперь соответствующего  $\alpha_{FD}$ . Не проводилось и измерений в области усиления спектра поглощения при тех  $\tau$ , когда там должен был возникать М-образный провал. Имеются в виду те  $\tau$ , при которых в [3] наблюдался М-образный выступ. Предполагаемые на основании установленных закономерностей автомодуляции поглощения М-образные выступ и провал, которые должны сменять измеренные в [5] П-образные выступ и провал, представлены на рис. 1 кривыми 4 и 5. При этом удовлетворяются необходимые требования: 1) форма М- и П-выступов на рис. 1 совпадает с формой М- и П-выступов при  $\tau = 0$  и 1 пс в [3]; 2) интегральная площадь под кривой  $\alpha - \alpha_{FD} = f(\hbar\omega)$  совпадает соответственно для М-выступа и П-выступа, для М-провала и П-провала.

На рис. 2 представлены результаты оценки  $R_E$  и  $R_A$  для полученного спектра поглощения с М-образными выступом и провалом. И в этом случае при температуре  $T_{LO} = 42$  мЭВ максимальное отличие  $R_E$  от  $R_A$  при фиксированной  $\varepsilon_{c2}$  и различие интегральных площадей под кривыми  $R_E(\varepsilon_{c2})$  и  $R_A(\varepsilon_{c2})$  тоже не выходят за пределы, указанные выше для П-образной формы. Таким образом, описанные оценки подтверждают предположение об установлении приблизительно детального равновесия тех переходов электронов между соседними ямами, которые происходят с излучением и поглощением ЛО-фононов. Некоторое отличие  $R_E$  от  $R_A$  при фиксированных  $\varepsilon_{c2}$ , притом что интегральные площади под кривыми  $R_E(\varepsilon_{c2})$  и  $R_A(\varepsilon_{c2})$  почти не различаются, соответствует ситуации, в которой непрерывно идет процесс перераспределения обеднения внутри ям при приблизительной неизменности в каждой яме интегрального обеднения.

**2.2.** В области  $\tau$ , близких к нулю, интегральная площадь под кривой  $[f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$  в интервале  $\Delta$ , на границах которого  $f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau) = 0$ , приблизительно не меняется с  $\tau$  [4] (см. Введение). Это объясняется тем (оценки приведены далее), что средняя разность  $f(\varepsilon_{ci}) - f(\varepsilon_v)$  заполнений электронами квантовых состояний  $i$ -й ямы и валентной зоны, связанных

прямым оптическим переходом, приближенно не меняется со временем при квазистационарной накачке ( $\varepsilon_v$  — энергия тяжелой дырки).

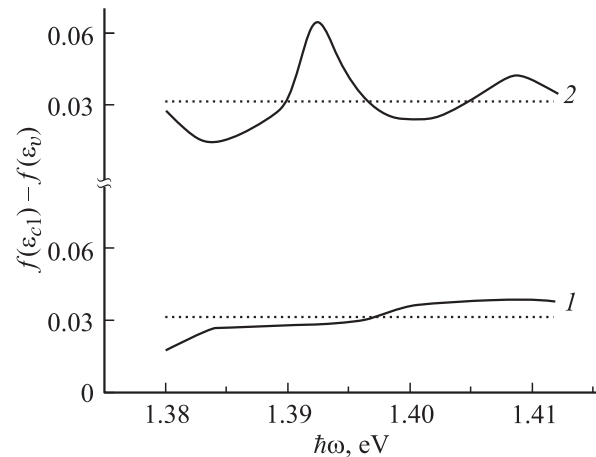
Разность заполнений определялась из соотношения

$$f(\varepsilon_{ci}) - f(\varepsilon_v) = -\frac{\alpha(\hbar\omega)}{\alpha_{e0}(\hbar\omega)}, \quad (9)$$

где  $\varepsilon_{ci} - \varepsilon_v = \hbar\omega$ . В работе [7] из выступов на спектрах поглощения, соответствующих второй яме и измеренных в области  $\tau$ , близких к нулю, были выделены обе компоненты автомодуляции:  $F(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ , приблизительно не меняющаяся в этом временном интервале, и сверхбыстро меняющаяся  $\alpha_u = f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$ . Это было сделано для спектрального интервала между энергиями фотонов  $\hbar\omega_{21} = 1.420$  эВ до  $\hbar\omega_{22} = 1.452$  эВ, несколько меньшего интервала  $\Delta$ , так как вблизи краев последнего корректно выделить компоненты автомодуляции затруднительно, как объясняется в [7]. Соответственно сказанному, разность  $f(\varepsilon_{c2}) - f(\varepsilon_v)$  можно представить состоящей из двух слагаемых, одно из которых приближенно не меняется в рассматриваемой области  $\tau$ , а второе  $\xi = -\alpha_u/\alpha_{e0}$  сверхбыстро колеблется, см. (3). Рассчитанное с использованием результатов [7] среднее значение  $\bar{\xi}$

$$\bar{\xi} = \frac{1}{\omega_{22} - \omega_{21}} \int_{\omega_{21}}^{\omega_{22}} -\frac{\alpha_u}{\alpha_{e0}} d\omega \quad (10)$$

в указанном спектральном диапазоне, например, для различных  $\tau$  из интервала от 0 до +3 пс не превышало  $|\bar{\xi}| \leq 2 \cdot 10^{-3}$ . Значения  $\bar{\xi}$  близки к погрешности определения этой величины и существенно меньше, например, абсолютной величины рассчитанного с помощью (9) среднего для указанного спектрального интервала значения  $f(\varepsilon_{c2}) - f(\varepsilon_v) = -0.155$  при  $\tau = 1$  пс, что



**Рис. 3.** Разность  $f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)$  заполнения электронами квантовых состояний, связанных прямым оптическим переходом, при П-образной (1) и М-образной (2) форме первой ямы. Пунктирная линия — см. пояснения в тексте.

позволяет считать разность  $\overline{f(\varepsilon_{c2}) - f(\varepsilon_v)}$  при квазистационарной накачке неизменной величиной.

Аналогичное, по-видимому, должно выполняться и при изменении формы первой ямы в области близких к нулю  $\tau$ . На основании спектров с  $\cap$ - и М-образным провалами (рис. 1) были рассчитаны, согласно (9), зависимости  $f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v) = f(\hbar\omega)$  для  $\cap$ - и М-образной форм первой ямы. Результаты расчета показаны на рис. 3. Для обеих форм было получено одинаковое значение  $f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v) \approx 0.032$ , которое на рис. 3 для наглядности отмечено пунктирной линией.

Описанные оценки дают основания считать, что, по меньшей мере при  $i = 1$  и  $2$ , при квазистационарной накачке

$$\overline{f(\varepsilon_{ci}) - f(\varepsilon_v)} \approx \text{const.} \quad (11)$$

**2.3. Обеднение заселенностей** возникает из-за необходимости согласованности накачки электронов с их стимулированной рекомбинацией [19]. Отклонение распределения электронов в зоне проводимости от распределения Ферми–Дирака делает распределение неустойчивым, и оно стремится преобразоваться так, чтобы уменьшить градиент обеднения заселенностей носителей. Сделать это за счет переходов электронов между ямами невозможно из-за поддержания (точнее, стремления к поддержанию) детального равновесия переходов с излучением и поглощением ЛО-фононов. Возможно образование внутри ямы энергетического потока электронов из области наименьшего обеднения в область наибольшего обеднения. Этот поток будет меняться по мере перераспределения обеднения заселенностей внутри ямы. Перераспределение обеднения внутри первой ямы (на дне зоны проводимости) означает перераспределение инверсной заселенности электронов между энергетическими уровнями ямы. Последнее приведет к перераспределению интенсивности излучения по спектру, что вызовет очередные изменения распределения обеднения заселенностей и энергетического потока электронов внутри первой ямы, и соответственно в остальных ямах, и т.д. Налицо сложная обратная связь. Она при балансе накачки и стимулированной рекомбинации обуславливает отрицательную обратную связь (ООС) между обеднениями в разных участках ямы; ООС между различными спектральными компонентами собственного излучения; ООС между спектральной компонентной излучения и обеднением тех энергетических уровней, при рекомбинации электронов с которых генерируется эта компонента.

Можно обратить внимание и на следующее. Когда выступ в спектре поглощения имел  $\cap$ -форму, вершина колокола располагалась при  $\hbar\omega_m \approx 1.433$  эВ. По прошествии времени  $\Delta t \approx 1$  пс при  $\hbar\omega_m \approx 1.433$  эВ образовался локальный минимум, а при  $\hbar\omega_l \approx 1.439$  эВ и  $\hbar\omega_s \approx 1.427$  эВ возникли локальные максимумы, выступ стал М-образным. Этому можно сопоставить переходы, при которых электрон из длинноволнового и электрон из коротковолнового участков ямы переходят за время  $\Delta t$

в валентную зону, излучая фотоны с энергией соответственно  $\hbar\omega_l$  и  $\hbar\omega_s$ . Одновременно на дно ямы переходят из валентной зоны два электрона, поглотившие по одному фотону  $\hbar\omega_m$ :  $\hbar\omega_l + \hbar\omega_s = 2\hbar\omega_m$ . Это напоминает вынужденное комбинационное рассеяние света [20]. При этом сохраняется объем ямы в энергетическом пространстве, а ее форма меняется с  $\cap$ -образной на М-образную. В течение следующего интервала  $\Delta t$  происходит обратный предыдущему процесс. Два электрона из середины ямы уходят, излучая каждый по фотону  $\hbar\omega_m$ , и два электрона приходят из валентной зоны, поглотив фотон  $\hbar\omega_l$  и фотон  $\hbar\omega_s$ . Форма ямы (и выступа) возвращается к исходной  $\cap$ -образной и т.д. Такой процесс напоминает трехволновое нелинейно-оптическое взаимодействие, при котором энергия перекачивается вперед и назад между волной с частотой  $\omega_m$  и волнами с частотами  $\omega_l$  и  $\omega_s$  [21]. Учитывая эффективную квадратичную нелинейность GaAs [22,23] и высокую интенсивность излучения, нельзя без дополнительного исследования совсем исключить возможность таких или каких-то иных процессов в активной области GaAs.

На настоящем этапе можно предположить, что автоколебания обеднения заселенностей (и автомодуляция излучения) возникают в результате самоорганизации [24] нефермиевской ЭДП и взаимодействующего с ЭДП собственного излучения, происходящей при участии электрон-ЛО-фононного и электрон-электронного взаимодействий и при наличии накачки. Анализ механизма самоорганизации затруднителен из-за большого числа степеней свободы и относится к области синергетики. Мы лишь отметим наличие условий для самоорганизации, а затем перейдем к оценке частоты автоколебаний. Этими условиями являются упомянутая обратная связь и то, что энергия, излучаемая при межзонных переходах с разных энергетических уровней зоны проводимости, черпается из одного источника — накачки неравновесных электронов. Подобные обстоятельства нередко обуславливают связь между автоколебательными модами, их конкуренцию и, как результат, синхронизацию. Эффекты конкуренции и синхронизации во многих случаях определяют возникновение в неравновесных средах сложных, хорошо организованных структур, например, периодических нелинейных волн [24]. Последнее, возможно, имеет место в нашем случае: возникают когерентные автоколебания обеднения заселенностей, приводящие к когерентным автоколебаниям фундаментального поглощения света и автомодуляции излучения. Усилением конкуренции автоколебательных мод, вероятно, объясняется исчезновение второй гармоники в (3) при увеличении интенсивности накачки.

Перейдем к оценке частоты автоколебаний. При  $W = 1.6$  отн. ед. распределение обеднения внутри ямы осциллирует между двумя состояниями: одно —  $\cap$ -образное распределение, другое — М-образное. Осцилляции происходят в переменном электромагнитном поле собственного излучения. Ситуация имеет некоторое сходство с полученными в теории возмущений теми

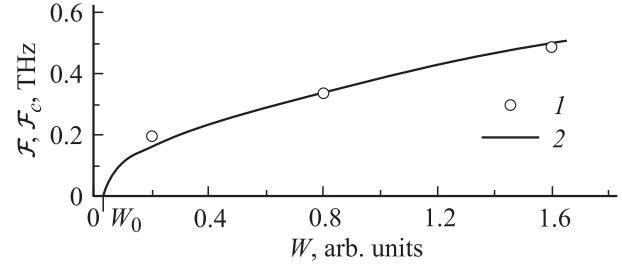
осцилляциями между двумя состояниями (стационарными для невозмущенной системы), которые должны возникать при наличии периодического возмущения с фиксированной частотой [25]. Мы предположили, что выводы теории могут быть распространены и на наш случай, отличный от рассмотренного в теории. Следовало учитывать, что автоколебания между двумя состояниями обеднения заселенностей происходят в сочетании с вынужденными переходами электронов между частично заполненными состояниями зоны проводимости и валентной зоны. С учетом вышесказанного было предположено, что вероятность нахождения системы в одном состоянии обеднения (с фиксированным распределением обеднения внутри ямы) периодически меняется с угловой частотой  $\Sigma = 2Ed_{c,v}[f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)]/\hbar$ . При этом простая частота автомодуляции обеднения заселенностей будет описываться выражением

$$\mathcal{F}_c = 2Ed_{c,v}[f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)]/\hbar, \quad (12)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля собственного стимулированного излучения, интегрированного по спектру;  $d_{c,v}$  — матричный элемент дипольного момента. Это предположение (12) приводит, как показано далее, к выражению, вполне удовлетворительно описывающему экспериментальную зависимость  $\mathcal{F}(W)$ . Использование в (12) усредненного,  $f(\varepsilon_{c2}) - f(\varepsilon_v)$ , и интегрального,  $E$ , параметров представляется естественным по отношению к коллективным колебаниям, каковыми являются автоколебания обеднения.

Сделаем оценку  $E$ . Во время накачки импульсом с энергией  $W = 1.6$  отн.ед. в области  $\tau$ , близких к нулю, плотность электронно-дырочных пар составляла  $n \approx 4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [5]. При диаметре (FWHM) луча накачки  $\Theta = 0.6 \text{ мм}$ , как было в [3–5], характерное время релаксации плотности ЭДП из-за вынужденной излучательной рекомбинации составляет  $\tau_r = 19 \text{ пс}$  [26]. В единице объема скорость генерации излучения при средней по его спектру энергии фотона  $\hbar\omega = 1.39 \text{ эВ}$  равна  $\chi = (n/\tau_r)\hbar\omega = 3.4 \cdot 10^{29} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Скорость генерации излучения в зондируемой части активной области слоя GaAs равна  $X = \chi(\pi D^2/4)d = 3.4 \cdot 10^{22} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}$  (здесь  $D \approx 0.3 \text{ мм}$  — диаметр зондирующего луча,  $d = 1.4 \text{ мкм}$  — толщина слоя). Интенсивность излучения из зондируемой активной области, распространяющегося вдоль слоя GaAs, равна  $I_s = X/\pi Dd = 4.1 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ . Напряженность электрического поля излучения равна [27]  $E = 19\sqrt{I_s} [\text{Вт/см}^2] = 3.8 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Матричный элемент перехода между зоной проводимости и валентной зоной равен  $V_{c,v} = (3E_{g0}/4m_{eh})^{1/2} = 1.8 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  [28,29], где  $m_{eh}^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1} = 0.056m_0$ . Матричный элемент дипольного момента равен  $d_{c,v} = eV_{c,v}/\omega = 8.6 \cdot 10^{-8} \text{ см} \cdot e$ , где  $e$  — заряд электрона.

Подставляя полученные значения в (12), получаем  $\mathcal{F}_c = 0.5 \text{ ТГц}$ , что близко к определенной из экспериментальных данных частоте автомодуляции поглощения



**Рис. 4.** Экспериментальная частота  $\mathcal{F}$  автоколебаний поглощения света (1) и расчетная частота  $\mathcal{F}_c$  автоколебаний обеднения заселенностей (2).  $W_0$  — пороговая для появления собственного излучения энергия накачки.

света (далее называемой экспериментальной частотой)  $\mathcal{F} = 0.48 \text{ ТГц}$  [7].

Выражение (12) можно представить в виде

$$\mathcal{F}_c = jI_s^{1/2}[f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)], \quad (13)$$

где  $j = \text{const}$ . Согласно [12], энергия  $W_s$  собственного пикосекундного излучения пропорциональна энергии импульса накачки:  $W_s \propto (W - W_0)$ , где  $W_0$  — пороговая для появления собственного излучения энергия накачки;  $W_0 = 0.03$  отн.ед. для выше приведенных длительности импульса  $T_p$  и диаметра луча накачки  $\Theta$ . В наших опытах при изменении  $W$  не менялись пространственно-временная форма импульса накачки и характерное время затухания излучения (на последнее указывает экспоненциальная релаксация плотности ЭДП [26]). Поэтому можно предполагать, что при изменении  $W$  изменялась амплитуда импульса собственного пикосекундного излучения, а его форма оставалась приблизительно неизменной. Тогда интенсивность собственного излучения в области  $\tau$ , близких к нулю (в области максимума накачки),  $I_s \propto W_s$ , и выражение (13) можно привести к виду

$$\mathcal{F}_c = q(W - W_0)^{1/2}[f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)], \quad (14)$$

где коэффициент  $q$  для наших экспериментов определяется с помощью вышеприведенных значений  $W_0$ ,  $\mathcal{F}_c = 0.5 \text{ ТГц}$ ,  $W = 1.6$  отн.ед.  $f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v) = 0.032$ .

Для оценки изменения  $f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)$  с  $W$  предположим, что

$$I_s \propto \exp(\bar{g}\Theta) \approx \eta(W - W_0), \quad (15)$$

где  $\bar{g}$  — среднее значение коэффициента усиления по области усиления спектра поглощения при  $\tau$ , близких к нулю:  $\bar{g} \propto f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)$ . Для экспериментального спектра  $\alpha(\hbar\omega)$  при  $W = 1.6$  отн.ед. (кривая 2 на рис. 1)  $\bar{g}_{1.6} = -310 \text{ см}^{-1}$ , откуда определяется  $\eta$ , что позволяет рассчитать сначала  $\bar{g}_W$  при разных  $W$ , а затем  $[f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)]_W = [f(\varepsilon_{c1}) - f(\varepsilon_v)]_{1.6}(\bar{g}_W/\bar{g}_{1.6})$ , где нижний индекс — энергия накачки. Рассчитанная в таком приближении зависимость (14), приведенная на рис. 4, удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями  $\mathcal{F}$  из [7], представленными на том же рисунке.

### 3. Обсуждение результатов и заключение

Для интервала времени, в котором накачку GaAs можно считать квазистационарной, оценки, сделанные на основании ранее экспериментально установленных характеристик и закономерностей сверхбыстрой автомодуляции фундаментального поглощения света, показали следующее.

Между соседними ямами, возникающими в заселенности электронами зоны проводимости, почти устанавливается детальное равновесие переходов с излучением и поглощением ЛО-фононов. Это предполагалось ранее для объяснения периодического повторения формы автомодуляции по спектру поглощения. И это означает, что изменения обеднения возможны только путем его перераспределения внутри ямы, чему соответствует следующий результат.

При сверхбыстрых автоколебаниях заселенностей средняя разность заполнения квантовых состояний зоны проводимости и валентной зоны, связанных прямым оптическим переходом, остается приблизительно неизменной (усреднение проводится для состояний, связанных оптическими переходами из одной ямы). Это объясняет неизменность площади под кривой, представляющей автомодуляцию спектра поглощения  $[f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$ .

Опираясь на некоторое сходство между осцилляциями распределения обеднения внутри ямы при наличии собственного излучения в GaAs и осцилляциями между двумя состояниями (стационарными для невозмущенной системы) при периодическом возмущении [25], мы получили выражение (12) для частоты  $\mathcal{F}_c$  автоколебаний обеднения заселенностей. Вытекающая из этого выражения расчетная зависимость  $\mathcal{F}_c$  от энергии накачки  $W$  удовлетворительно согласуется с экспериментальной зависимостью частоты автоколебаний фундаментального поглощения  $\mathcal{F}(W)$ .

Кроме оценок, показано наличие условий для самоорганизации, которые приводят к возникновению в неравновесных средах (к каковым относится нефермиевская ЭДП) периодических нелинейных волн. Все это можно рассматривать как подтверждение того, что сверхбыстрая автомодуляция поглощения света отображает автоколебания обеднения заселенностей зоны проводимости GaAs.

В итоге в цикле работ, преимущественно эмпирических, обнаружено, что в GaAs при наличии интенсивных накачки и собственного стимулированного излучения возникают: во-первых, коллективное возбуждение носителей заряда — автоколебания обеднения заселенностей зоны проводимости; во-вторых, автомодуляция собственного излучения. Автоколебания обеднения повторяются в энергетическом пространстве с периодом  $\hbar\omega_{LO}$ . Частотная зависимость автоколебания дается выражением (12). Представление об амплитудно-фазовых характеристиках автоколебаний обеднения можно получить

из АФЧХ сверхбыстрой автомодуляции фундаментального поглощения, представленной в [7]. При квазистационарной накачке сохраняется неизменным интегральное обеднение внутри ямы, требуемое для баланса в зоне проводимости прихода и ухода носителей. Верхняя граница той части зоны проводимости, в которой происходят автоколебания обеднения, специально не определялась. Однако изучение крупномасштабной компоненты автомодуляции в [1] позволяет предполагать, что эта граница расположена в области уровня, на котором генерируются электроны при накачке. Нижняя граница, понятно, расположена вблизи края зоны проводимости.

Автоколебания обеднения заселенностей возникают при взаимодействии накачиваемой (фотогенерируемой) ЭДП с собственным излучением, о чем свидетельствуют соотношения  $\mathcal{F}_s \approx \mathcal{F}$  (см. Введение) и (12). Соответственно автомодуляция излучения, автоколебания обеднения заселенностей и их АФЧХ взаимосвязаны. Поэтому, предположительно, представление об АФЧХ автомодуляции излучения можно получить из АФЧХ автоколебаний обеднения заселенностей (т.е. из полученной в [7] АФЧХ автомодуляции поглощения).

Изложенные выше выводы, естественно, сделаны в рамках накопленного к настоящему времени экспериментального материала, погрешностей измерений, указанных в предшествующих статьях, и приближений, в которых делались оценки. Так что при дальнейших исследованиях, возможно, возникнут дополнения, которые будут способствовать более глубокому пониманию изучаемого явления.

Отметим, что автоколебания обеднения заселенностей и связанная с ними автомодуляция собственного излучения, если для их появления способ накачки полупроводника окажется непринципиален, могли бы влиять на генерацию полупроводниковым лазером мощного излучения. В частности, они могли бы оказаться одним из обстоятельств, содействующих генерации импульса длительностью  $\sim 1$  пс в полупроводниковом лазере [30,31]. Полученная информация об автоколебаниях обеднения заселенностей и об автомодуляции собственного излучения может оказаться полезной при борьбе с автомодуляцией излучения лазеров, когда она нежелательна.

Возможно, стоит принимать во внимание автоколебания обеднения заселенностей и при изучении возможности образования щели в энергетическом спектре квазичастиц, волновая функция которых представляет собой суперпозицию состояний электрона в зоне проводимости и валентной зоне, между которыми происходят переходы электрона под действием поля сильной световой волны [28].

Автоколебания обеднения заселенностей могли бы способствовать (наряду с разогревом ЭДП [32]) тому, что при плотности ЭДП  $> 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> не происходит предполагавшегося [33] экранирования электрон-ЛО-фонного взаимодействия.

Авторы признательны Л.В. Левкину за обсуждение рукописи статьи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (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.В. Стеганцов. ФТП, **40** (7), 806 (2006).
- [4] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **41** (12), 1418 (2007).
- [5] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекков, С.В. Стеганцов. ФТП, **36** (2), 144 (2002).
- [6] J.S. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).
- [7] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **42** (12), 1426 (2008).
- [8] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет. ФТП, **42** (9), 1053 (2008).
- [9] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. Письма ЖЭТФ, **48**, 252 (1988).
- [10] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).
- [11] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 363 (1995).
- [12] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32** (5), 537 (1998).
- [13] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **35** (1), 65 (2001).
- [14] И.Л. Броневои, С.Е. Кумекков, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **43**, 368 (1986).
- [15] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекков, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **39** (6), 681 (2005).
- [16] С.Е. Кумекков, В.И. Перель. ЖЭТФ, **94**, 346 (1988).
- [17] P. Koeseva. Physica B, **134**, 155 (1985).
- [18] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984) с. 343, табл. П5.
- [19] П.Г. Елисеев. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М., Наука, 1983).
- [20] *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардоны (М., Мир, 1979) т. 1.
- [21] И.Р. Шен. *Принципы нелинейной оптики* (М., Наука, 1989).
- [22] C. Flytzanis. Phys. Rev. B, **6**, 1264 (1972).
- [23] A. Mayer, F. Keilmann. Phys. Rev. B, **33**, 6954 (1986).
- [24] *Физический энциклопедический словарь* (М., Сов. энцикл., 1983).
- [25] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Физматлит., 2001) т. 3, с. 185, задача 1.
- [26] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32** (5), 542 (1998).
- [27] Н.В. Карлов. *Лекции по квантовой электронике* (М., Наука, 1983).
- [28] В.М. Галицкий, В.Ф. Елесин. *Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками* (М., Энергоатомиздат, 1986) с. 10.
- [29] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, **45**, 364 (1963).
- [30] П.П. Васильев. Квант. электрон., **21**, 585 (1994).

- [31] P.P. Vasil'ev, H. Kan, H. Ohta, T. Hiruma. ЖЭТФ, **123** (2), 351 (2003). [J. Exp. Theor. Phys., **96**, 310 (2003)].
- [32] С.Е. Кумекков. ФТП, **42** (8), 938 (2008).
- [33] 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.

Редактор Л.В. Шаронова

## Sub-terahertz autooscillations electron population depletion in GaAs conduction band at availability pumping and own stimulated emission

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

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

**Abstract** Earlier it was obtained that at picosecond pumping GaAs the interconnection self-modulations of both light fundamental absorption and own stimulated picosecond emission arise. In the present work the quantitative estimations have been done which supported that the self-modulations are derived from autooscillations of electron population depletion in the conduction band. The expression for frequency of autooscillations population depletion has been got. It was shown the availability for self-organisation conditons those lead to origination of periodic nonlinear waves in non-equilibrium medium such as a photogenerated electron-hole plasma with population depletion. As a result, in the cycle of the works including present one, it was found that at picosecond pumping in GaAs under influence of own stimulated emission the charge carriers collective excitations, i.e. autooscillations electron population depletion in the conduction band arise.