

## Свойства электронов и дырок в режиме фемтосекундного кооперативного излучения

П.П.Васильев\*, Х.Кан\*\*, Х.Ота\*\*, Т.Хирума\*\*

*Светлой памяти академика Н.Г.Басова посвящается*

*Экспериментально исследованы спектральные и мощностные характеристики кооперативной рекомбинации электронов и дырок высокой плотности в объемном GaAs при комнатной температуре. Показано, что свойства и параметры фемтосекундных импульсов сверхизлучения обусловлены коллективными свойствами электронов и дырок. Спаривание электронов и дырок и образование короткоживущего когерентного e-h-БКШ-состояния сильно отличает режим кооперативного излучения от всех режимов излучательной электрон-дырочной рекомбинации, наблюдавшихся ранее. Приведены зависимости энергетической щели (параметра порядка), энергии Ферми и ширины запрещенной зоны когерентного e-h-БКШ-состояния от концентрации электрон-дырочных пар.*

**Ключевые слова:** электрон-дырочные пары, куперовские состояния, фемтосекундные импульсы.

### 1. Введение

Одной из наиболее интересных задач физики конденсированного состояния в настоящее время является исследование коллективных свойств электронов и дырок в полупроводниках, в частности их спаривание и образование бозе-конденсатов [1–3]. При низких плотностях электронов и дырок и достаточно низких температурах в результате их спаривания образуются экситоны. В случае же большой плотности, когда среднее расстояние между частицами становится меньше радиуса экситона, коллективные взаимодействия в среде спаренных электронов и дырок приводят к тому, что свойства электрон-дырочных пар оказываются похожими на свойства ансамбля куперовских пар в сверхпроводнике [4–6]. Образованию такого состояния часто способствует присутствие резонансного внутреннего или внешнего электромагнитного (светового) поля. Это когерентное кооперативное состояние ансамбля электронов и дырок часто называют электрон-дырочным БКШ-состоянием.

Теоретически было показано, что аналогично куперовским парам в энергетическом спектре элементарных возбуждений квазичастиц в e-h-БКШ-состоянии имеется щель [4–9]. Кроме того, спектры оптического поглощения (усиления) и люминесценции полупроводника, в котором образовалось такое состояние, сильно отличаются от обычных спектров излучательной рекомбинации электронов и дырок [9–11]. Например, в длинноволновой области при энергиях кванта, соответствующих экситонным уровням и менее, возникает область усиления, связанная с рекомбинацией электронов и дырок, находящихся в когерентном БКШ-состоянии.

С другой стороны, мы уже обращали внимание [12–

14] на тот факт, что режим кооперативной спонтанной рекомбинации в полупроводниковых лазерных структурах, описанный в [15–17], может быть объяснен формированием короткоживущего когерентного e-h-БКШ-состояния. Благодаря специальной геометрии структур и оригинальному способу накачки удалось достичь очень высокой плотности электронов и дырок  $((2-6) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3})$ . Было обнаружено, что центр линии кооперативной электрон-дырочной рекомбинации находится на 15–20 и 35–40 мэВ ниже по энергии, чем центр лазерной и обычной спонтанной генерации соответственно. Форма линии кооперативной рекомбинации первоначально была аппроксимирована сверткой плотности состояний электронов и дырок и фермиевскими функциями их распределения по уровням, аналогично тому, как описывается рекомбинация электрон-дырочной жидкости [18–20]. Оказалось, что хотя такая аппроксимация хорошо описывает форму линии излучения, но дает для температуры электрон-дырочной плазмы и энергии Ферми значения 1–3 и 4–8 мэВ соответственно [12], что весьма трудно объяснить.

Это противоречие легко снимется, если предположить, что в процессе кооперативной рекомбинации спаренные электроны и дырки образуют когерентное БКШ-состояние. Тогда форма линии излучения хорошо аппроксимируется сверткой плотности состояний фермиевских квазичастиц, полученных каноническим преобразованием Боголюбова [4, 5], и функций распределения этих квазичастиц по энергии [13]. При этом параметрами аппроксимации являются энергетическая щель  $\Delta$  (параметр порядка), энергия Ферми (химпотенциал) квазичастиц, перенормированная ширина запрещенной зоны и, наконец, эффективная ширина энергетических уровней. Такой подход позволил адекватно объяснить экспериментально наблюдаемые результаты [12–14].

В настоящей работе описаны эксперименты, которые являются продолжением экспериментов [12–14]. Цель работы – получение дополнительных экспериментальных результатов, подтверждающих факт образования когерентного электрон-дырочного БКШ-состояния. Кроме этого необходимо было выяснить, как пара-

\*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: peter@mail.lebedev.ru

\*\*Central Research Laboratory, Hamamatsu Photonics K.K., 5000 Hirakuchi, Hamakita City, 434 Japan

метры когерентного электрон-дырочного БКШ-состояния зависят от интенсивности накачки, концентрации носителей, от параметров полупроводниковых структур и т. п.

## 2. Эксперимент

В экспериментах использовались полупроводниковые лазерные структуры на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, аналогичные описанным ранее в [15, 16, 21]. Лазерные структуры были выращены методом газофазного осаждения из металлоорганических соединений (МОСVD) на подложке *n*-GaAs. У части образцов в верхнем сильно легированном слое *p*-GaAs вытравливалась мезаструктура шириной 5–6 мкм, остальные образцы имели оптический волновод, расширяющийся от 5 до 20–40 мкм. Полупроводниковые структуры фотолитографическим способом разделялись вдоль оси структуры на три секции. Две из них (усиливающие), расположенные у краев кристалла, имели единый электрический контакт и накачивались импульсами тока с амплитудой 0.4–1.5 А. Частота следования импульсов тока накачки составляла от 10 Гц до 14 МГц, их длительность изменялась в пределах 1–10 нс. Средняя (поглощающая) часть полупроводниковой структуры была подключена к источнику постоянного напряжения. На нее подавалось запирающее напряжение до –10 В. Фотография одной из структур представлена на вставке рис. 1, б. Общая длина структур составляла 250, 350 и 450 мкм.

Пороги лазерной генерации при однородной инжекции составляли не более 70–110 мА в зависимости от длины и ширины активной области. Несмотря на большую амплитуду токовых импульсов, средний ток через структуры не превышал 10–15 мА. Это обеспечивало сохранение температуры активной области на уровне температуры хладопровода. Все измерения проводились при комнатной температуре. Остальные детали экспериментальной установки рассмотрены в [15, 16].

В зависимости от способа и параметров накачки в полупроводниковых структурах возможны три режима излучения, которые качественно и количественно отличаются друг от друга. В первом случае при однородной инжекции тока во все области структуры имеет место лазерная генерация. Типичный спектр генерации представлен на рис. 1, а. В спектре хорошо различимы продольные моды резонатора, образованные гранями кристалла. Центр линии излучения находится вблизи энергии 1.424 эВ или длины волны 872 нм. Во временной области часто наблюдаются релаксационные осцилляции интенсивности до выхода излучения на стационарный уровень. При отключении центральной части структуры от источника тока или при подаче на нее небольшого запирающего напряжения (–1 ÷ –3 В) имеет место пассивная модуляция добротности, давно исследованная и подробно описанная в литературе (см., напр., [21]). Выходные оптические импульсы в режиме модуляции добротности имеют типичную длительность 10 пс и более и пиковую мощность около 1 Вт.

Во втором случае при недостаточно большой амплитуде импульсов накачки в усиливающие секции структуры или при подаче очень большого запирающего напряжения на центральную секцию наблюдается режим усиленного спонтанного излучения. При этом мощность выходного излучения мала (десятки и сотни микроватт)

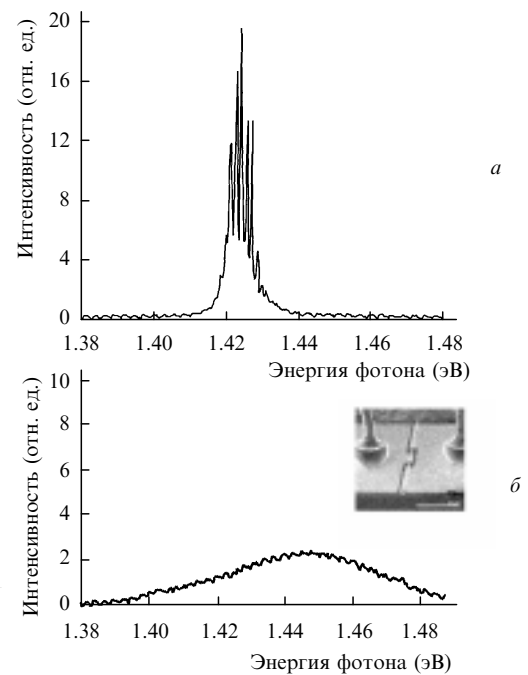


Рис. 1. Типичные спектры лазерной генерации (а) и усиленного спонтанного излучения (б), наблюдавшиеся в полупроводниковых структурах. На вставке – фотография под микроскопом одной из трех-секционных структур.

и испускается длинный оптический импульс наносекундной длительности. Типичный спектр усиленного спонтанного излучения структур показан на рис. 1, б. Спектр очень широк, центр его расположен вблизи энергии 1.45 эВ (857 нм).

И наконец, третий и наиболее интересный случай – это режим кооперативной рекомбинации электрон-дырочных пар, впервые описанный в [15, 16]. Напомним, что при коллективной рекомбинации выходной импульс имеет типичную длительность 300–500 фс и пиковую мощность более 20 Вт. На части образцов наблюдаются когерентные биения оптического поля с частотой около 1 ТГц и дублетным оптическим спектром [15]. Центр линии кооперативного излучения в данном режиме всегда сильно сдвинут в длинноволновую область и соответствует рекомбинации электронов и дырок, сконденсированных у самого дна зон.

На рис. 2 представлены полученные при возрастающем запирающем напряжении на средней части полупроводниковой структуры Н2-33 типичные оптические спектры импульсов кооперативной рекомбинации, имеющих фемтосекундную длительность. Отчетливо видно, как с ростом запирающего напряжения центр спектра смещается в длинноволновую область. Минимальная энергия фотона в центре спектра составляет 1.398 эВ, а длинноволнового края – 1.392 эВ. Отметим, что край запрещенной зоны в чистом GaAs при  $T = 300$  К без учета сужения зоны с ростом концентрации носителей соответствует энергии фотона 1.424 эВ. Форма спектров кооперативной рекомбинации чаще всего несимметрична и характеризуется более крутым длинноволновым и более плавным коротковолновым краями. Спектры кооперативной рекомбинации измерялись на многих образцах, что позволило получить параметры когерентного БКШ-состояния, описанные в следующем разделе.

На некоторых образцах при запирающих напряже-

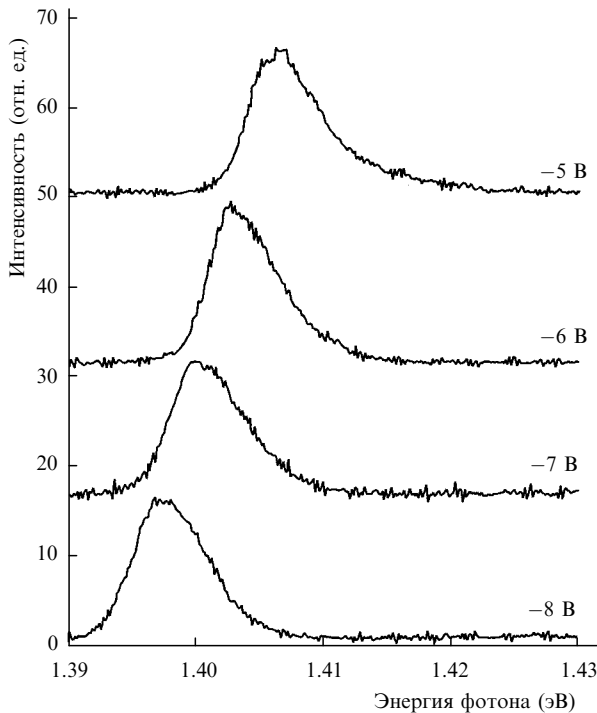


Рис.2. Оптические спектры кооперативного излучения при разных запирающих напряжениях на центральной секции образца H2-33.

ниях более  $-8$  В наблюдались дублетные спектры (рис.3). При этом центр линии излучения лежал еще ниже по энергии (1.392 эВ). Появление дублета в спектре связано с возникновением когерентных биений двух пространственных областей кооперативного БКШ-состояния, что наблюдалось ранее в [15, 16].

Очевидно, что вследствие внутризонной релаксации лишь часть всех электронов и дырок, инжектированных в активную область, участвует в когерентном БКШ-состоянии. Остальная часть рекомбинирует спонтанным образом независимо друг от друга. Для оценки концентрации электронов и дырок в БКШ-состоянии были проведены измерения задержки появления импульсов кооперативной рекомбинации, их энергии, а также энергии и мощности спонтанного фона при разных значениях за-

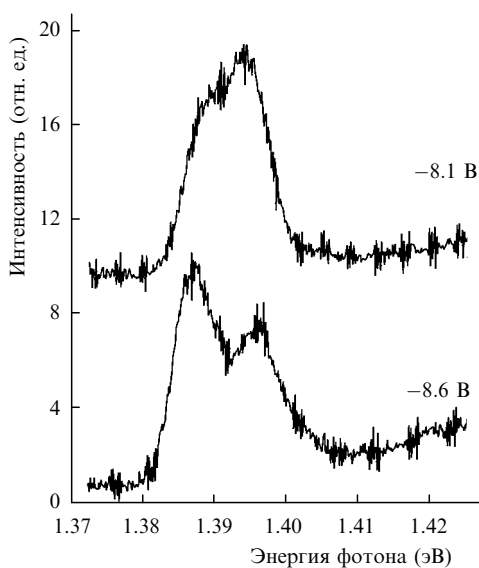


Рис.3. Оптические спектры кооперативного излучения образца H2-32 с дублетной структурой при больших запирающих напряжениях.

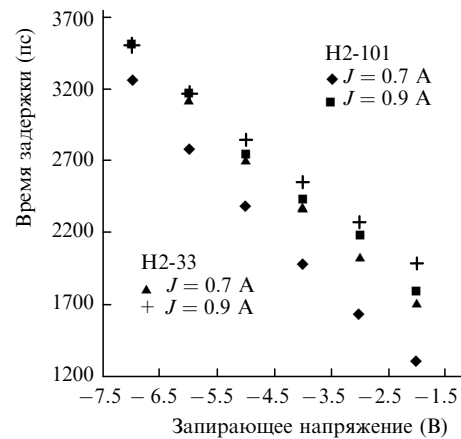


Рис.4. Время задержки момента появления импульса кооперативного излучения в зависимости от запирающего напряжения для образцов H2-101 и H2-33 при различных токах.

пирающего напряжения и амплитуд тока накачки. Оказалось, что концентрацию электрон-дырочных пар можно легко менять, изменяя запирающее напряжение на центральной секции образцов.

На рис.4 показаны зависимости времени задержки появления фемтосекундных импульсов кооперативной рекомбинации от запирающего напряжения для образцов H2-101 и H2-33 при двух токах накачки. Фемтосекундные импульсы появляются на фронте или вблизи вершины наносекундного импульса спонтанной рекомбинации.

Существование задержки обусловлено тем, что для формирования кооперативного БКШ-состояния необходимо накопление достаточно большого числа электрон-дырочных пар. На рис.4 хорошо видно, что при увеличении запирающего напряжения (увеличении поглощения в центральной части полупроводниковой структуры и сдвиге края поглощения в длинноволновую область) генерация кооперативного импульса происходит все позднее. Другими словами, требуется все большая и большая концентрация электронов и дырок. Отметим, что наблюдаемые зависимости являются линейными.

Для расчета концентрации электрон-дырочных пар в БКШ-состоянии использовалась следующая методика. По известным амплитуде и длительности токовых импульсов и эффективности накачки в данных структурах [16] вычислялся заряд, накопленный в активной области перед излучением импульса кооперативной рекомбинации. Для этого также измерялся период следования оптических импульсов. Затем вычислялось число электронов и дырок в активной области и по известным ее размерам (длина, ширина, толщина) рассчитывалась их концентрация. С использованием экспериментальных данных (энергия оптических импульсов и энергия спонтанного фона между импульсами) определялась доля электронов и дырок, находящихся в когерентном БКШ-состоянии, и доля электронов и дырок, рекомбинирующих спонтанно. Концентрация первых в зависимости от условий накачки оказалась лежащей в диапазоне  $(2-6) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Рост концентрации носителей с увеличением запирающего напряжения подтверждается также зависимостью от него интенсивности спонтанного излучения. На рис.5 представлена интенсивность спонтанного излучения образцов H2-32 и H2-33 как функция запирающего на-

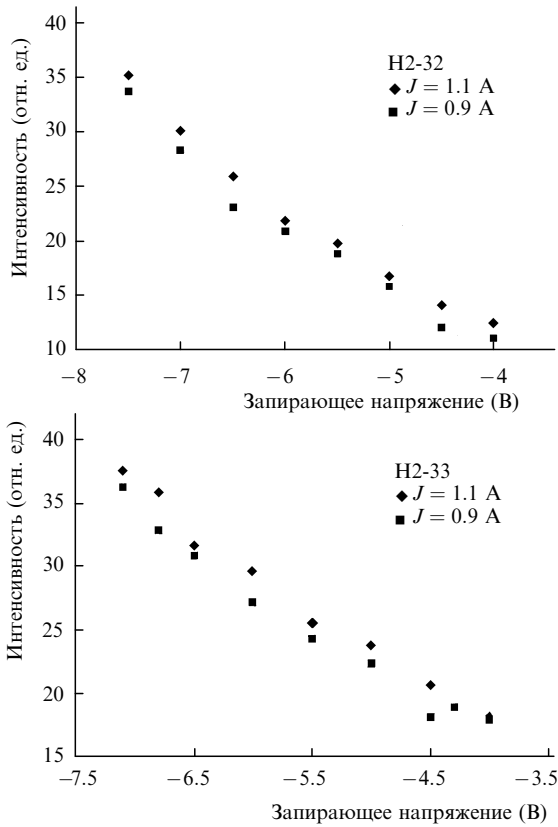


Рис.5. Интенсивность спонтанного фона для образцов H2-32 и H2-33 при токах накачки 1.1 и 0.9 А.

пряжения для разных токов накачки. Отчетливо видно, как интенсивность спонтанного излучения растет с увеличением абсолютной величины напряжения.

Совсем иная картина наблюдается в зависимостях энергии импульсов кооперативного излучения от запи-

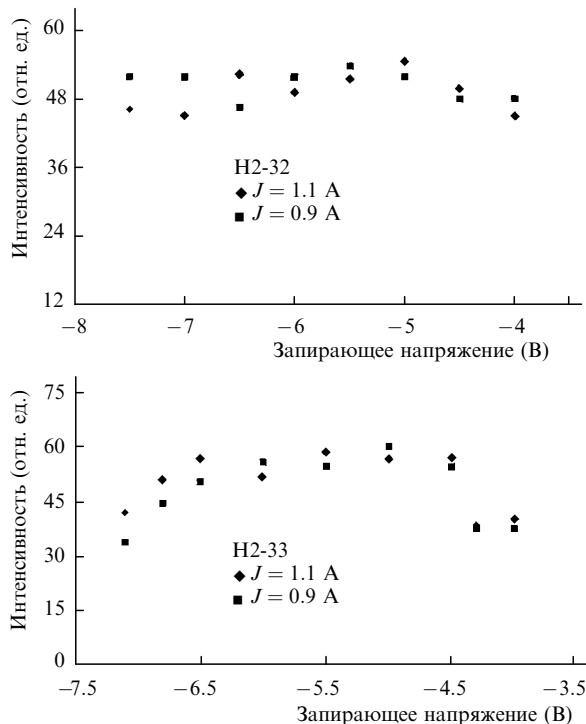


Рис.6. Энергия импульсов кооперативного излучения для образцов H2-32 и H2-33 при токах накачки 1.1 и 0.9 А..

рающего напряжения. На рис.6 представлена энергия импульсов кооперативного излучения образцов H2-32 и H2-33 как функция напряжения для разных токов накачки. Видно, что в первом случае (верхний график) энергия импульсов практически не зависит от запирающего напряжения, т.е. от концентрации электрон-дырочных пар. Во втором же случае трудно сделать вывод о наличии какой-либо зависимости. При этом амплитуда тока накачки, по-видимому, также не влияет на энергию генерируемых импульсов.

### 3. Обсуждение

Для лучшего понимания динамики накопления электронов и дырок в активной области лазера и динамики спонтанного излучения были проделаны расчеты концентрации носителей на основе скоростных уравнений. Они подтвердили наличие роста концентрации при задержке появления импульсов кооперативной рекомбинации, вызываемой увеличением запирающего напряжения. Этот рост практически линеен в диапазоне времени задержки около 3–4 нс, который соответствует фронту импульса спонтанного излучения.

Для получения информации о параметрах когерентного электрон-дырочного БКШ-состояния мы воспользовались методикой аппроксимации спектров кооперативной рекомбинации, подробно рассмотренной в [13, 14]. Спектры кооперативной рекомбинации  $I(\hbar\omega)$  хорошо описываются простой сверткой плотности состояний квазичастиц  $\rho(E)$  и функций заполнения квазичастиц  $v^2(E)$  согласно формуле

$$I(\hbar\omega) = I_0 \int_{E'_g}^{\hbar\omega} \rho(E) \rho(\hbar\omega - E'_g - E) \times v^2(E) v^2(\hbar\omega - E'_g - E) dE, \quad (1)$$

где  $\hbar\omega$  – энергия кванта;  $E'_g$  – перенормированная ширина запрещенной зоны;  $I_0$  – константа. В энергетическом спектре квазичастиц имеется щель  $\Delta$ , ограниченная сверху энергией связи  $e - h$ -пары (экситона), которая составляет для GaAs около 4 мэВ. Плотность состояний квазичастиц  $\rho(E)$  имеет особенность в точке  $E = \Delta$ . Для устранения расходимости необходимо учитывать ширину энергетических уровней введением эффективной плотности состояний [13].

Как и в случае куперовских пар, функция распределения квазичастиц  $v^2(E)$  очень близка к фермиевскому распределению с  $kT = \Delta/1.76$  и может быть найдена численными методами [6–8]. Мы аппроксимировали ее следующей функцией:

$$v^2(E) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E - \mu}{[(E - \mu)^2 + \Delta^2(E)]^{1/2}} \right\}, \quad (2)$$

где  $\mu$  – энергия Ферми, а величина щели  $\Delta$ , вообще говоря, зависит от квазиимпульса (энергии) и должна вычисляться самосогласованным образом [6–8].

Таким образом, аппроксимируя наблюдаемые спектры кооперативной рекомбинации по формулам (1), (2), можно оценить параметры электрон-дырочного БКШ-состояния. На рис.7 показан один из таких спектров; экспериментальные данные представлены звездочками, аппроксимация – сплошной линией. Параметрами кри-

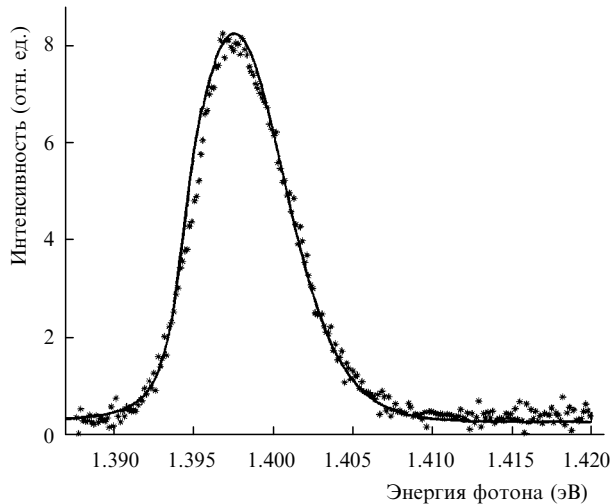


Рис.7. Типичная аппроксимация спектра кооперативного излучения по формулам (1), (2) при  $E_g' = 1.392$  эВ,  $\mu = 7.1$  мэВ,  $\Delta = 2.26$  мэВ,  $\Gamma = 1.2$  мэВ.

вой являются значения  $\Delta$ ,  $\mu$ ,  $E_g'$ , а также эффективная ширина уровней  $\Gamma$ . Видно, что расчетная кривая очень хорошо описывает экспериментальные данные. Такое совпадение было получено для всех без исключения спектров кооперативного излучения.

Зависимости параметров когерентного БКШ-состояния от запирающего напряжения (концентрации электронов и дырок) для четырех образцов представлены на рис.8–10. Видно, что, как и предсказывает теория, энергетическая щель  $\Delta$  у всех образцов уменьшается с ростом запирающего напряжения. Значение  $\Delta$  в два с лишним раза меньше энергии связи экситона, причем оно с 10% погрешностью совпадает для всех образцов. Графики для энергии Ферми показаны на рис.9. Следует отметить, что при достигнутых концентрациях энергия Ферми квазичастиц в когерентном БКШ-состоянии много меньше энергии Ферми для электронов (более 100 мэВ) в GaAs.

На рис.10 представлены зависимости перенормиро-

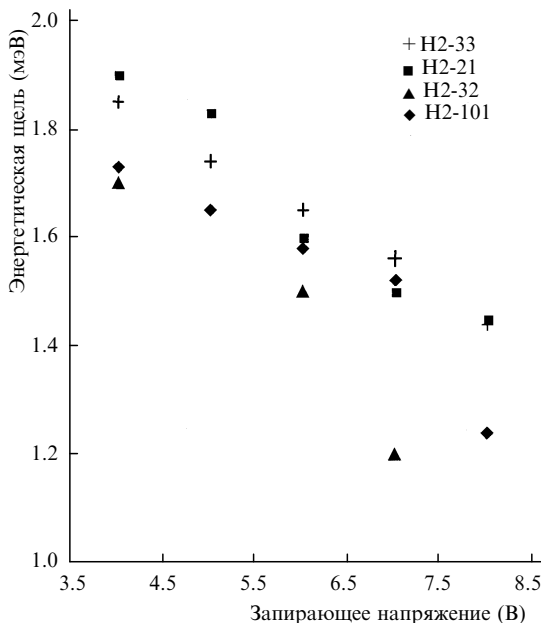


Рис.8. Зависимость величины энергетической щели от запирающего напряжения для четырех образцов.

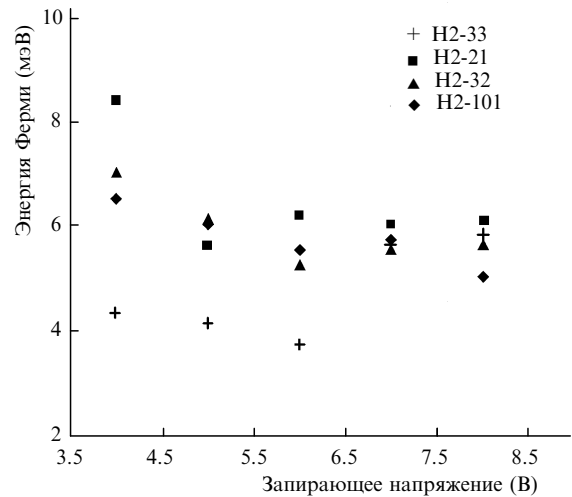


Рис.9. Энергия Ферми квазичастиц как функция запирающего напряжения (концентрации электрон-дырочных пар) для тех же образцов, что и на рис.8.

ванной для аппроксимации по формулам (1), (2) ширины запрещенной зоны  $E_g'$  для четырех образцов (рис.10,а) и расчетная зависимость для GaAs согласно [22, 23] (рис.10,б). Отчетливо видно, как происходит практически линейное сужение запрещенной зоны с ростом запирающего напряжения (концентрации электронов и дырок). Приведенные на рис.10,б рассчитанные значения  $E_g'$  для концентраций  $(2-7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , хорошо совпадающие со значениями на рис.10,а, косвенно подтверждают, что

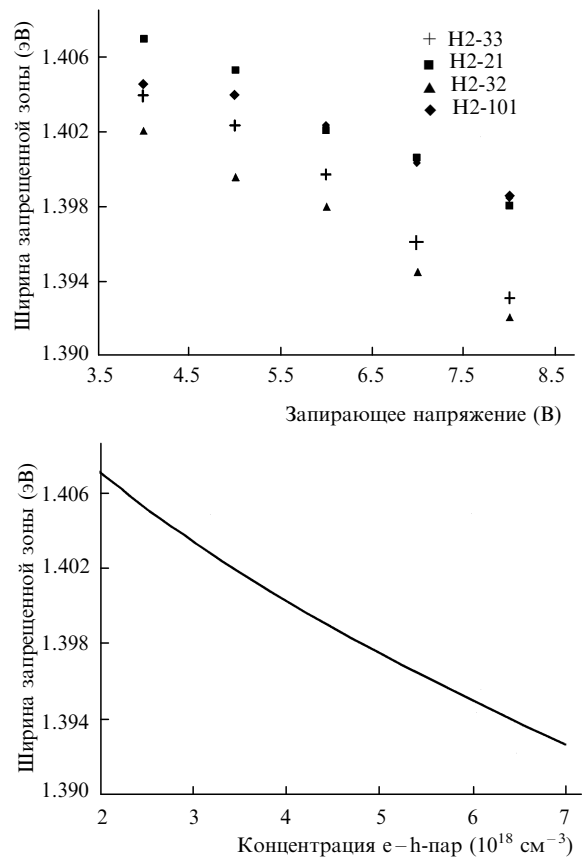


Рис.10. Зависимость перенормированной ширины запрещенной зоны  $E_g'$  от запирающего напряжения (а) и расчетная зависимость  $E_g'$  от концентрации электрон-дырочных пар для GaAs при комнатной температуре (б).

мы имеем дело с очень большими плотностями носителей, многократно превышающими значения, типичные для лазерной генерации.

Смещение линии кооперативного излучения в длинноволновую область с ростом запирающего напряжения может быть обусловлена следующим. При увеличении напряжения на центральной (поглощающей) секции образца край поглощения этой области полупроводника смещается в длинноволновую область спектра (эффект Франца–Келдыша). Для спаривания электронов и дырок и возникновения когерентного БКШ-состояния в усиливающих секциях структуры необходимо «затравочное» фазирующее когерентное поле, способное беспрепятственно распространяться через эти области [12, 13]. А это как раз и возможно при повышении концентрации носителей, когда за счет заполнения зон носителями ширина запрещенной зоны в усиливающих секциях образца уменьшается. При этом излучение, исходящее из самого края зоны, выходит за длинноволновый край поглощения центрального участка структуры.

Оценим теперь критическую плотность  $e-h$ -пар, необходимую для их конденсации. Известно [1], что система электронов и дырок с концентрацией  $n$  переходит в конденсированное состояние, когда выполнен так называемый критерий квантового вырождения

$$n\lambda_D^3 > 1, \quad (3)$$

где  $\lambda_D = (2\pi\hbar^2/MkT)^{1/2}$  – длина волны де Бройля;  $M$  – масса электрон-дырочной пары. В GaAs имеем для электронов  $m_e = 0.066$ , для тяжелых дырок  $m_{hh} = 0.45$ , для легких дырок  $m_{lh} = 0.084$ . Согласно (3), при комнатной температуре критическая плотность ненамного превышает  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , если пары формируются тяжелыми дырками. Для легких дырок и комбинации легких и тяжелых дырок это значение в несколько раз меньше, и конденсация вполне может начаться с пар, образованных электронами и легкими дырками. Согласно формуле, приведенной в [4], критическая концентрация конденсации пар легкая дырка – электрон при комнатной температуре составляет всего  $2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Экспериментально полученные плотности электрон-дырочных пар в когерентном кооперативном состоянии превышают это значение.

В нашем случае решающую роль в спаривании электронов и дырок и в установлении когерентности в ансамбле играет электромагнитное поле, постоянно присутствующее в объеме полупроводника. Из-за малости импульса фотона по сравнению с импульсами электронов и дырок поле рождает и уничтожает пары с суммарным импульсом, равным нулю. Таким образом, при наведении корреляций электромагнитным полем в  $e-h$ -системе на начальной стадии развития кооперативного излучения из всех электронов и дырок возникает когерентный ансамбль частиц (кооперативное состояние) с суммарным импульсом, равным нулю. Из-за экспоненциального нарастания фазирующего когерентного поля к концам структуры кооперативное состояние сильно неоднородно в пространстве и преимущественно расположено у обеих граней кристалла. Коллективный излучательный распад этого когерентного ансамбля и наблюдается в виде мощного фемтосекундного импульса.

Все частицы в коллективном состоянии объединены парно, причем размер пар многократно превышает

среднее расстояние между частицами [4–9]. Суммарный импульс каждой пары, как и у куперовских пар, равен нулю. Вот почему такое коллективное состояние называют электрон-дырочным БКШ-подобным состоянием. По аналогии когерентное электрон-дырочное БКШ-состояние должно иметь минимальную энергию, и при его рекомбинации энергия кванта также должна быть минимальной.

Известно, что рассеяние куперовских пар друг на друге не ведет к потере когерентности в ансамбле. В нашем случае кооперативного  $e-h$ -состояния мы имеем похожую ситуацию. Экспериментально было обнаружено [15, 16] и теоретически подтверждено [17], что при взаимодействии электронов и дырок с оптическим полем когерентные свойства сохраняются в течение аномально большого времени, многократно превышающего время поперечной релаксации  $T_2 < 100$  фс. Более того, классический случай сверхизлучения должен был бы наблюдаться на временах, заведомо меньших 100 фс.

Экспериментально наблюдавшиеся когерентные биения, длившиеся несколько пикосекунд [15], говорят в пользу того, что в коллективном состоянии когерентность сохраняется в течение нескольких сотен фемтосекунд, хотя время между соударениями частиц в ансамбле составляет менее 10 фс. Это может быть объяснено тем, что при рассеянии электронов и дырок внутри ансамбля потери когерентности не происходит. При соударении же с внешними электронами и дырками, не входящими в кооперативное состояние, когерентность ансамбля также сохраняется, поскольку, по-видимому, коллективное состояние воспринимает удар как своего рода огромная молекула, как целое. Так как число электронов и дырок в кооперативном состоянии очень велико (около  $10^8$ ) и суммарная масса многократно превышает массу отдельного электрона (дырки), то при взаимодействии когерентность ансамбля практически не меняется. Другими словами, время фазовой релаксации когерентного ансамбля должно быть больше времени  $T_2$  и должно расти с увеличением числа частиц.

#### 4. Выводы

Таким образом, совокупность экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что излучение мощных фемтосекундных импульсов из полупроводниковых структур обусловлено излучательной рекомбинацией кооперативного состояния электронов и дырок. Это нестационарное когерентное состояние с временем жизни в несколько сотен фемтосекунд некоторыми своими свойствами похоже на ансамбль куперовских пар в сверхпроводнике. Показано, что экспериментально достигнутые электрон-дырочные концентрации для конденсации  $e-h$ -пар при комнатной температуре.

Экспериментально получены данные для оценки параметров когерентного электрон-дырочного БКШ-состояния, в частности зависимости параметра порядка  $\Delta$  (щель в энергетическом спектре квазичастиц), энергии Ферми и ширины запрещенной зоны от плотности инжектированных электрон-дырочных пар. Стоит отметить, что БКШ-подобная щель в вырожденной электрон-дырочной системе, будучи меньше энергии связи экситона (в нашем случае – это 4 мэВ), уменьшается с ростом концентрации. В свою очередь ширины наблю-

даемых спектров кооперативной рекомбинации довольно велики (4–8 мэВ), что обусловлено фемтосекундным временем жизни коллективного состояния электронов и дырок. Это обстоятельство, когда энергетические уровни сильно размыты, делает, на наш взгляд, весьма проблематичным прямое наблюдение энергетической щели в спектре электронов и дырок.

В заключение отметим, что остался открытым вопрос о динамике формирования когерентного электрон-дырочного БКШ-состояния, решение которого, очевидно, потребует значительных экспериментальных и теоретических усилий.

1. *Bose-Einstein Condensation*. A.Griffin, D.W.Snoke, S.Stringari (Eds) (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
2. Chu H., Chang Y.C. *Phys.Rev.B*, **54**, 5020 (1996).
3. Ларионов А.В., Тимофеев В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **73**, 342 (2001).
4. Келдыш Л.В., Козлов А.Н. *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968).
5. Галицкий В.М., Гореславский С.П., Елесин В.Ф. *ЖЭТФ*, **57**, 207 (1969).
6. Comte C., Mahler G. *Phys.Rev.B*, **34**, 7164 (1986).
7. Cote R., Griffin A. *Phys.Rev.B*, **37**, 4539 (1988).
8. Iida T., Hasegawa Y., Higashimura H., Aihara M. *Phys.Rev.B*, **47**, 7164 (1993).
9. Inagaki T.J., Iida T., Aihara M. *Phys.Rev.B*, **62**, 10852 (2000).
10. Flatte M.E., Runge E., Ehrenreich H. *Appl.Phys.Letts*, **66**, 1313 (1995).
11. Inagaki T.J., Aihara M., Takahashi A. *Solid State Comms*, **115**, 645 (2000).
12. Васильев П.П. *УФН*, **171**, 679 (2001).
13. Васильев П.П., Кан Х., Ота Х., Хирума Т. *ЖЭТФ*, **120**, № 6 (2001).
14. Vasil'ev P.P., Kan H., Ohta H., Hiruma T. *Phys.Rev.B*, **64**, (2001).
15. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **21**, 585 (1994).
16. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **24**, 885 (1997).
17. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **29**, 4 (1999).
18. Тиходеев С.Г. *УФН*, **145**, 3 (1985).
19. Hensel J.C., Phillips T.G., Thomas G.A. In: *Solid State Physics*. H.Ehrenreich, F.Seitz, D.Turnbull (Eds) (N.Y., Academic Press, 1977, p.207).
20. Kalt H., Reimann K., Ruhle W.W., Rinker M., Bauser E. *Phys.Rev.B*, **42**, 7058 (1990).
21. Vasil'ev P. *Ultrafast diode lasers: fundamentals and applications* (Artech House, Norwood, 1995, ch.5).
22. Trankle G., Leier H., Forchel A., Haug H., Ell C., Weinmann G. *Phys.Rev.Letts*, **58**, 419 (1987).
23. Rinker M., Kalt H., Reimann K., Lu Y.-C., Bauser E., *Phys.Rev.B*, **42**, 7274 (1990).