

МАГНИТОСТАБИЛИЗИРОВАННАЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

И. В. Кавецкая, Н. В. Замковец, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 августа 1996 г.

Исследованы спектры люминесценции достаточно чистых кристаллов антимонида индия n -типа ($N_D - N_A = (1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) в магнитном поле напряженностью до 56 кЭ при температурах 1.8–2 К и высоких (больших 100 Вт/см²) уровнях оптической накачки. Получены дополнительные доказательства существования электронно-дырочной жидкости, стабилизированной магнитным полем, и измерены ее основные термодинамические параметры в зависимости от напряженности магнитного поля. Установлено, что при увеличении напряженности магнитного поля в диапазоне 23–55.2 кЭ плотность жидкости возрастает от $3.2 \cdot 10^{15}$ до $6.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, величина энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости — от 3.0 до 5.2 мэВ, а величина энергии связи, отсчитанной от основного экситонного уровня (работа выхода экситонов из жидкости), — от 0.43 до 1.2 мэВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование электронно-дырочной жидкости в том или ином полупроводниковом кристалле оказывается возможным, если она стабильна по отношению к распаду на свободные экситоны, т. е. когда энергия, приходящаяся на одну электронно-дырочную пару в основном состоянии жидкости, больше по абсолютной величине, чем энергия связи экситона¹⁾.

Расчеты показывают, что в идеализированном случае полупроводника с простыми изотропными и невырожденными зонами при достаточно низких температурах устойчивым состоянием системы неравновесных носителей заряда при не слишком высокой плотности электронно-дырочных пар $n \ll a_{ex}^{-3}$ (a_{ex} — боровский радиус экситона) является газообразное состояние — неравновесная электронно-дырочная система представляет собой газ не взаимодействующих экситонов [1, 2]. В реальных кристаллах существование жидкой фазы оказывается энергетически выгодным благодаря действию различных стабилизирующих факторов. Так, в полярных полупроводниках (GaAs, CdS и др.) жидкое состояние становится стабильным благодаря взаимодействию носителей заряда с продольными оптическими фононами [3–6]. В классических для исследования электронно-дырочной жидкости полупроводниках, германии и кремнии, в которых она изучена наиболее полно, жидкость стабильна благодаря высокой степени орбитально-го вырождения электронных состояний, связанного с многодолинной структурой зоны

¹⁾ Строго говоря, энергию на пару частиц жидкости нужно сравнивать с энергией на один экситон в экситонной молекуле (биэкситоне). Для краткости мы опускаем это обстоятельство, тем более, что во многих случаях возможность образования биэкситонов можно не принимать во внимание.

проводимости этих материалов [7–13]. Подобно многодолинности, стабилизации жидкой фазы по отношению к распаду на свободные экситоны способствует любое усложнение электронного спектра полупроводника (по сравнению с невырожденным изотропным спектром), приводящее к увеличению плотности электронных состояний вблизи дна зоны проводимости или потолка валентной зоны [12, 14–18]²⁾.

Электронно-дырочная жидкость в ряде полупроводниковых и полуметаллических систем, характеризуемых сильной анизотропией электронного спектра, теоретически рассмотрена в работах [21–23]. Помимо многодолинных полупроводников и полуметаллов были исследованы квазиодномерные (система параллельных проводящих нитей) и квазидвумерные (параллельные проводящие плоскости) системы, в которых расстояние между соседними нитями или соседними плоскостями мало по сравнению с a_{ex} , а также однородные полупроводники в сверхсильном магнитном поле. Оказалось, что во всех этих системах при определенных условиях должна образовываться «сильно сжатая» электронно-дырочная жидкость с плотностью, существенно превышающей обратный объем экситона в соответствующей анизотропной системе, и с энергией на пару частиц значительно большей по абсолютной величине энергии связи экситона. Причем основной вклад в энергию притяжения возникает из-за пространственных корреляций частиц, заселяющих различные эквивалентные зонные минимумы в многодолинных полупроводниках (при наличии достаточно большого числа долин) или находящихся на соседних проводящих нитях либо плоскостях соответственно в квазиодномерных и квазидвумерных системах или на соседних цилиндрах Ландау в присутствии сильного магнитного поля. Для корреляционной энергии в этих системах (обменная энергия в рассматриваемом диапазоне плотностей n мала по сравнению с корреляционной) было получено асимптотически точное универсальное выражение

$$E_{corr} = -An^{1/4}, \quad (1)$$

где A — коэффициент, зависящий от природы соответствующей системы и деталей зонного спектра [21, 22]. Использование этой формулы для E_{corr} позволило получить достаточно простые аналитические выражения для плотности и энергии основного состояния сильно сжатой электронно-дырочной жидкости в рассмотренных анизотропных системах.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию стабилизации электронно-дырочной жидкости сильным магнитным полем. Следует отметить, что этот случай формально эквивалентен квазиодномерному — теоретические результаты для этих двух случаев практически совпадают, если заменить в соответствующих формулах напряженность магнитного поля H на некоторый множитель, пропорциональный концентрации параллельных нитей [22]. Поэтому основные особенности поведения системы неравновесных носителей заряда в структурах с квазиодномерным электронным спектром должны в общих чертах соответствовать поведению этой системы в сильном магнитном поле.

В сильном магнитном поле, таком что $a_H \ll a_{ex}$, где $a_H = \sqrt{\hbar c/eH}$ — магнитная длина, эффективный объем экситона порядка $a_{ex}a_H^2$ (такие экситоны принято называть

²⁾ Исследованиям стабильности электронно-дырочной жидкости, природы основного состояния и фазовых переходов в системе неравновесных носителей заряда посвящена обширная литература. Обсуждение этих и некоторых других затронутых в настоящей работе вопросов, а также ссылки на соответствующие литературные источники можно найти в обзорах [11–20].

диамагнитными [24–26]) и условие сильной сжатости электронно-дырочной плазмы выражается левой половиной неравенства [21]:

$$(a_{ex} a_H^2)^{-1} \ll n \ll a_H^{-3}. \quad (2)$$

В области сильного сжатия электронно-дырочная система представляет собой вырожденную ферми-жидкость, и ее энергия как функция плотности n имеет минимум при $n = n_0$. В ультраквантовом случае, т. е. когда удовлетворяется правая половина неравенства (2), равновесная плотность сильно сжатой электронно-дырочной жидкости $n_0 \propto H^{8/7}$, а величина энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости $|E(n = n_0)| \equiv |E_0| \propto H^{2/7}$ [21, 27, 28]³⁾. Поскольку энергия ионизации диамагнитных экситонов возрастает при увеличении напряженности поля более медленно ($|E_{ex}| \propto \ln^2 H$ [29]), чем E_0 , стабильность жидкого состояния, которая характеризуется работой выхода экситонов из жидкости $\varphi = E_{ex} - E_0$, должна увеличиваться в сильном магнитном поле с ростом его напряженности. Более того, в сильном магнитном поле жидкая фаза может оказаться устойчивой ($\varphi > 0$), даже если она нестабильна в отсутствие поля. Электронно-дырочная жидкость, стабилизированная магнитным полем $H \gtrsim 20$ кЭ, была обнаружена нами в антимониде индия [30]⁴⁾.

Антимонид индия является наиболее подходящим материалом для исследования влияния сильного магнитного поля на слабосвязанные электронные состояния. В этом полупроводнике эффективная масса электрона чрезвычайно мала, и поэтому уже в поле с напряженностью несколько килоэрстед магнитная длина $a_H < a_{ex}$, а циклотронная энергия электрона превышает экситонный ридберг. Вместе с тем, технология получения этого соединения позволяет выращивать совершенные монокристаллы с малым содержанием остаточных примесей.

В настоящей работе проведено детальное исследование спектров люминесценции достаточно чистых кристаллов антимонида индия в магнитном поле напряженностью до 56 кЭ при температурах 1.8–2 К и высоких (больших 100 Вт/см^2) уровнях оптического возбуждения, а также влияния электрического поля на эти спектры. Получены дополнительные доказательства существования электронно-дырочной жидкости, стабилизированной магнитным полем, и измерены ее основные термодинамические параметры. Из анализа формы линии люминесценции жидкой фазы определены перенормированная ширина запрещенной зоны и энергии Ферми частиц жидкости при различных значениях напряженности магнитного поля. Установлено, что при увеличении напряженности магнитного поля от 23 до 55.2 кЭ плотность жидкости линейно возрастает от $3.2 \cdot 10^{15}$ до $6.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а величина энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости увеличивается от 3.0 до 5.2 мэВ. Вместе с тем, возрастает и работа

³⁾ Эти зависимости n_0 и E_0 от H получены с использованием для E_{corr} асимптотического выражения (1).

⁴⁾ Кроме работ, цитированных выше, теоретическому исследованию электронно-дырочной жидкости в сильном магнитном поле были посвящены работы [31, 32]. Представления о стабилизированной магнитным полем электронно-дырочной жидкости использовались также авторами работ [33, 34] для интерпретации наблюдавшихся ими особенностей поведения линий вынужденного излучения антимонида индия. Однако эти особенности наблюдались при напряженностях поля существенно меньших, чем необходимы для стабилизации жидкости, и поэтому нуждаются в другом объяснении.

выхода экситонов из жидкости (от 0.43 до 1.2 мэВ), что качественно отличается от поведения в магнитном поле электронно-дырочной жидкости в германии, стабильной и в отсутствие поля, работа выхода экситонов из которой не изменяется при увеличении напряженности поля вплоть до 190 кЭ [35].

Отметим, что полученные в данной работе численные значения работы выхода экситонов и плотности электронно-дырочной жидкости несколько отличаются от приведенных нами ранее [36], поскольку здесь, в отличие от [36], вычисление этих параметров из экспериментальных данных выполнено с учетом уширения уровней Ландау и сложной структуры валентной зоны.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Основные эксперименты были выполнены на образцах n -InSb с разностной концентрацией $N_D - N_A = (1-2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и компенсацией $k \simeq 50\%$. Образцы после механической полировки травились в полирующем травителе CP-4A. Типичные размеры образцов составляли $5 \times 5 \times (0.1-0.25) \text{ мм}^3$. Широкие грани образцов были перпендикулярны кристаллографической оси $\langle 211 \rangle$. Исследуемый образец свободно подвешивался в середине рабочего отверстия сверхпроводящего соленоида так, чтобы магнитное поле было направлено перпендикулярно его широким граням, и во время опыта находился непосредственно в сверхтекучем гелии. Измерения проводились при температурах $T = 1.8-2 \text{ К}$.

Источником квазистационарного возбуждения образцов служил Nd^{3+}YAG -лазер непрерывного действия с длиной волны $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ и максимальной мощностью около 1 Вт. Возбуждающее излучение модулировалось с частотой 1 кГц механическим прерывателем и фокусировалось на широкую грань образца. Интенсивность возбуждения изменялась с помощью нейтральных светофильтров.

Рекомбинационное излучение собиралось либо с освещаемой лазером (геометрия на отражение), либо с противоположащей (геометрия на просвет) грани образца, анализировалось монохроматором МДР-2 с решеткой 100 штр./мм и регистрировалось фотоспротивлением Ge:Au, охлаждавшимся до температуры $\sim 100 \text{ К}$. В магнитном поле напряженностью несколько килоэрстед и выше изменение геометрии наблюдения не сказывалось заметным образом на виде регистрировавшихся спектров люминесценции. Поэтому ниже приводятся только результаты, полученные в геометрии на просвет.

Для того чтобы сопоставить спектральное положение наблюдавшихся линий люминесценции с энергиями переходов в состояния диамагнитных экситонов, были измерены спектры магнитоотражения. При этих измерениях в качестве широкополосного источника излучения использовался глобар, а отраженный свет анализировался тем же монохроматором, что и рекомбинационное излучение.

Для изучения пространственного (по объему образца) распределения люминесценции [11, 13, 15, 20] перед входной (вертикальной) щелью монохроматора была установлена дополнительная горизонтальная щель таким образом, что плоскости обеих щелей совпадали. Широкая грань образца, через которую выходило рекомбинационное излучение, проектировалась конденсором на эту плоскость в натуральную величину. Возбуждающий лазерный луч фокусировался на противоположащую грань образца в пятно диаметром $\simeq 0.2 \text{ мм}$ в центр изображения прямоугольного отверстия, образованного пересечением щелей. Пространственное распределение люминесценции измеря-

лось посредством изменения ширины горизонтальной щели. Ширина входной щели монохроматора при этом сохранялась постоянной (она составляла 300 мкм), так что спектральное разрешение прибора оставалось неизменным.

Как будет подробнее описано ниже, линия люминесценции электронно-дырочной жидкости, возникающая в сильном магнитном поле при достаточно интенсивной накачке, накладывается на линии излучения мелких доноров и магнитоустойчивых экситонно-примесных комплексов [30, 37, 38]. Эти три линии излучения сливаются в относительно широкую (при самых больших уровнях накачки бесструктурную) полосу и при регистрации спектров стандартным способом не могут быть разрешены. Для выделения линии излучения жидкости были использованы два метода: дифференциальная методика с неполной модуляцией интенсивности возбуждающего света [39] и приложение к образцу электрического поля, напряженность которого была достаточна для ударной ионизации мелких доноров и экситонно-примесных комплексов (связанных экситонов) [40]. Для неполной модуляции интенсивности накачки применялся механический прерыватель с диском, изготовленным из фотопленки, с которой была удалена эмульсия, обеспечивавший модуляцию с глубиной около 20%. Электрическое поле прикладывалось в направлении перпендикулярном магнитному. Для этого на узкие противоположные грани образцов были нанесены индиевые контакты. В обоих случаях регистрировалось рекомбинационное излучение из области образца размерами $0.3 \times 0.3 \text{ мм}^2$, находившейся в пределах возбуждающего светового пятна, диаметр которого в этих опытах составлял $\approx 0.4 \text{ мм}$.

Результаты низкотемпературных экспериментов, полученные при высоких уровнях накачки, могут быть искажены вследствие перегрева исследуемого образца возбуждающим излучением. Для проверки этого обстоятельства скажность импульсов возбуждения была изменена от 2:1 до 10:1. Изменение скажности не оказывало заметного влияния на форму регистрировавшихся спектров люминесценции. На основании того, что интенсивность линии излучения магнитоустойчивых экситонно-примесных комплексов довольно чувствительна к изменению температуры [37, 38], можно было заключить, что перегрев образца был незначителен вплоть до верхней границы рабочего диапазона мощностей накачки. Известно, что даже образование пузыря газообразного гелия на поверхности возбуждаемого образца в лазерном фокусе еще не приводит к его значительному перегреву [41–43] (этот вопрос достаточно подробно рассмотрен в обзоре [20]). Резкое возрастание температуры образца наблюдается при интенсивностях накачки, значительно превышающих порог возникновения пузыря пара, когда газовая рубашка образуется вокруг всего образца [41]. В условиях наших опытов при работе с пленочным прерывателем перегрев образца, оказывавший существенное влияние на экспериментальные результаты, возникал при интенсивностях накачки превышавших $\approx 600 \text{ Вт/см}^2$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В отсутствие магнитного поля основная линия люминесценции исследованных образцов при низких уровнях возбуждения целиком лежит в области энергий, меньших ширины запрещенной зоны [38, 44]. Ее максимум расположен при $h\nu_{max} \approx 235.3 \text{ мэВ}$ (ширина запрещенной зоны $E_g = 236.8 \text{ мэВ}$ при $T = 2 \text{ К}$ [45]), а полуширина (ширина на половине высоты) составляет $\approx 1.5 \text{ мэВ}$. Эта линия излучения связана с переходами

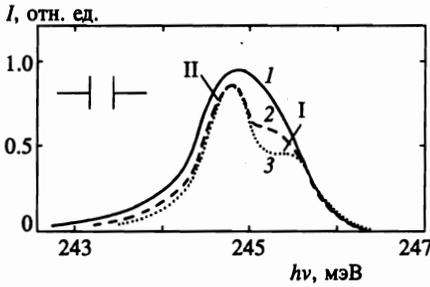


Рис. 1. Спектры люминесценции в магнитном поле напряженностью $H = 46$ кЭ. Интенсивность возбуждения $P \approx 210$ Вт/см² (1), ≈ 140 Вт/см² (2) и ≈ 100 Вт/см² (3). Равенство интенсивностей излучения при $h\nu = 245.7$ мэВ обеспечено выбором нормировки спектров. I — донорная линия, II — линия излучения экситонно-примесных комплексов

электронов с уровней мелких доноров в валентную зону, а ее спектральное положение и форма определяются крупномасштабными флуктуациями концентрации заряженных примесей, вызывающими изгиб краев разрешенных зон [38, 44]⁵⁾. В магнитном поле основная (донорная) линия излучения сдвигается в коротковолновую сторону с ростом напряженности поля, сужается и уменьшается по интенсивности [37, 38]. В поле напряженностью 5–7 кЭ на ее длинноволновом крыле «возгорается» узкая линия люминесценции магнитостабилизированных экситонно-примесных комплексов (линия ЭПК_{II} в обозначениях, принятых в [36]), которая в сильном магнитном поле доминирует в спектре [30, 37, 38]. Спектры рекомбинационного излучения одного из исследованных образцов, полученные при относительно низких уровнях возбуждения в поле напряженностью $H = 46$ кЭ, приведены на рис. 1 (спектр 3) и на вставке рис. 5а.

Изменение формы спектров люминесценции при увеличении интенсивности накачки качественно различно в сильном ($H \gtrsim 20$ кЭ) и относительно слабом магнитных полях. Спектры излучения в поле $H = 46$ кЭ, наблюдавшиеся при различных уровнях накачки, приведены на рис. 1. С ростом мощности накачки интенсивность донорной линии излучения увеличивается с большей скоростью, чем интенсивность линии излучения экситонно-примесных комплексов (при слабых накачках интенсивность последней изменяется по линейному закону [38]). В результате эти линии излучения сливаются в одну относительно широкую полосу. Из рис. 1 также видно, что спектр излучения уширяется в длинноволновую сторону и у него появляется «хвост», простирающийся в область низких энергий. В то же время форма коротковолнового крыла результирующего спектра остается практически такой же, как у донорной линии.

В относительно слабом ($H < 20$ кЭ) поле спектр излучения демонстрирует существенно иное поведение. Возрастание интенсивности накачки также приводит к исчезновению структуры в спектре люминесценции. Однако в этом случае увеличивается протяженность не длинноволнового, а коротковолнового крыла бесструктурной полосы излучения (рис. 2), т. е. форма высокочастотного крыла спектра люминесценции изменяется с уровнем возбуждения качественно так же, как и в отсутствие магнитного поля [44, 51]. Вместе с тем, в исследованном диапазоне уровней накачки не наблюдалось каких-либо особенностей на низкочастотном краю регистрируемой полосы излучения, которые можно было бы связать с возникновением линии вынужденного

⁵⁾ Другие точки зрения на природу основной линии люминесценции изложены в [46–50]. Ссылки на более ранние работы и достаточно подробное обсуждение этого вопроса содержатся в статьях [38, 44, 51].

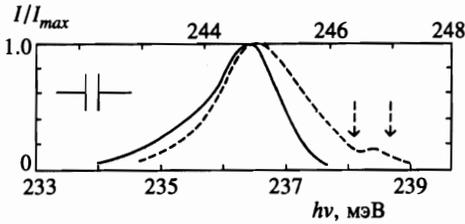


Рис. 2. Спектры люминесценции в магнитных полях $H = 46$ кЭ (сплошная линия, верхняя шкала) и $H = 9.2$ кЭ (штрихи, нижняя шкала) при интенсивном возбуждении. Плотность возбуждения $P \approx 500$ Вт/см². Стрелками отмечено положение линий поглощения атмосферного водяного пара

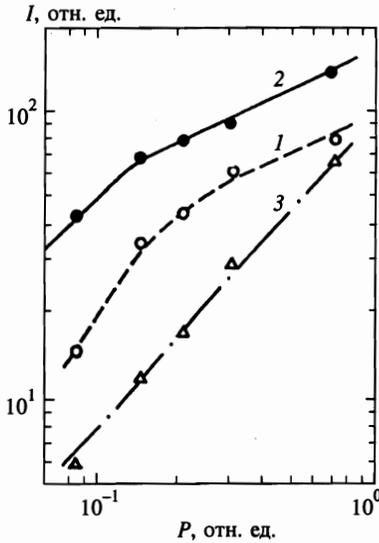


Рис. 3. Зависимости интенсивности люминесценции от мощности накачки при высоких уровнях возбуждения для трех значений $h\nu$: 1 — 245.4 мэВ; 2 — 244.8 мэВ; 3 — 244.2 мэВ (см. рис. 1). $H = 46$ кЭ. Максимальная интенсивность возбуждения равна ≈ 480 Вт/см². Регистрировалось излучение из области образца размерами 0.3×0.5 мм² с центром в лазерном фокусе

излучения [44, 50, 51], возгорающейся при интенсивной накачке в спектрах изученных образцов в отсутствие магнитного поля⁶⁾.

Во избежание возможных недоразумений следует сразу же подчеркнуть, что описанное выше изменение низкочастотного крыла спектра люминесценции, происходящее в сильном магнитном поле, никоим образом не связано с эффектами усиления рекомбинационного излучения. Об этом прежде всего свидетельствуют характер изменения спектра с уровнем возбуждения, энергетическое положение и форма возникающей при интенсивной накачке длинноволновой полосы излучения (см. ниже). Впрочем, сказанное подтверждается всей совокупностью экспериментальных фактов, которые приводят к выводам, изложенным ниже.

В дальнейшем мы ограничимся обсуждением результатов, полученных в сильном магнитном поле. На рис. 3 показаны зависимости интенсивности люминесценции от мощности накачки, полученные при высоких уровнях возбуждения в магнитном поле $H = 46$ кЭ для трех значений энергии квантов рекомбинационного излучения, отвечаю-

⁶⁾ По поводу этой линии излучения см. также [46, 47]. В этих работах она обозначена как Б-линия и иначе проинтерпретирована.

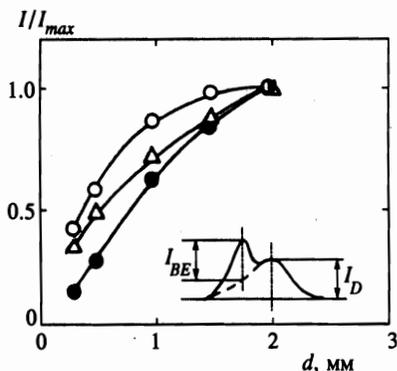


Рис. 4. Зависимости интенсивностей линий излучения экситонно-примесных комплексов I_{BE} (\bullet) и доноров I_D (\circ), а также отношения I_{BE}/I_D (Δ) от ширины горизонтальной щели d . Интенсивность возбуждения равна ≈ 140 Вт/см², $H = 46$ кЭ. На вставке схематически показан спектр излучения

щих различным участкам приведенных на рис. 1 спектров. Одно из этих значений энергии соответствует положению максимума донорной линии излучения при низких уровнях возбуждения ($h\nu = 245.4$ мэВ), второе — положению максимума линии излучения экситонно-примесных комплексов ($h\nu = 244.8$ мэВ) и третье — некоторой произвольно выбранной точке длинноволнового крыла спектра люминесценции ($h\nu = 244.2$ мэВ). Как видно из рис. 3, при самых высоких уровнях накачки интенсивности донорной линии (кривая 1) и линии излучения комплексов (кривая 2) изменяются относительно медленно, тогда как интенсивность излучения в низкочастотном хвосте спектра (кривая 3) увеличивается практически линейно с ростом уровня возбуждения. Возникновение низкочастотного хвоста с иной, чем у двух изначально присутствовавших спектральных компонент, зависимостью интенсивности свечения от мощности накачки связано с появлением на длинноволновом краю спектра новой полосы излучения, которая благодаря сильному различию этих зависимостей была выделена из результирующего спектра с помощью дифференциальной по интенсивности возбуждения методики регистрации спектров люминесценции [30].

Прежде чем излагать результаты, полученные этим методом, остановимся на экспериментах по исследованию пространственных распределений интенсивностей люминесценции доноров (I_D) и экситонно-примесных комплексов (связанных экситонов, I_{BE}). Зависимости I_D и I_{BE} от размера области наблюдения (от ширины горизонтальной щели, см. разд. 2) приведены на рис. 4. Видно, что размеры люминесцирующей области образца существенно превышают диаметр возбуждающего светового пятна, составлявший ≈ 0.2 мм, причем в соответствии с более сильной зависимостью интенсивности донорной линии от уровня возбуждения (рис. 3), отношение интенсивностей I_{BE}/I_D увеличивается с ростом ширины горизонтальной щели (рис. 4). Приведенные на рис. 3 и 4 данные показывают, что при мощной накачке, когда зависимости интенсивностей I_D и I_{BE} от плотности возбуждения ослабевают, основной вклад в увеличение этих интенсивностей с ростом накачки дает излучение из области кристалла, находящейся на периферии возбуждающего лазерного пятна. Поэтому при использовании дифференциальной по интенсивности возбуждения методики выделения длинноволновой полосы излучения, возникающей при интенсивной накачке, для уменьшения вклада излучения доноров и экситонно-примесных комплексов в дифференциальный спектр детектировалось излучение из области образца, расположенной в пределах возбуждающего лазерного пятна.

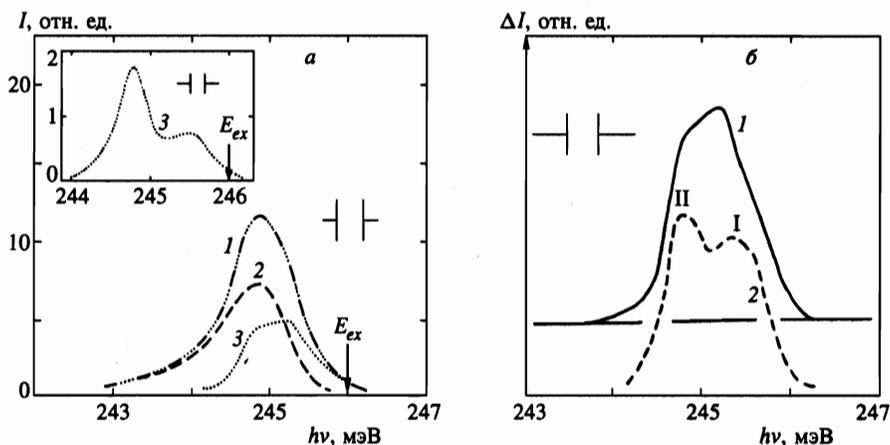


Рис. 5. Спектры люминесценции при интенсивной накачке в магнитном поле $H = 46$ кЭ. а) $P \approx 500$ Вт/см². Глубина модуляции равна 100% (1) и $\approx 20\%$ (2). Спектр 3 получен как разность спектров 1 и 2. Стрелкой отмечена энергия перехода в нижнее состояние диамагнитных экситонов. Размеры области наблюдения 0.3×0.3 мм². На вставке — спектр при низком уровне возбуждения ($P \approx 50$ Вт/см²). б) Разностные спектры излучения при $P \approx 500$ Вт/см² (1) и ≈ 140 Вт/см² (2); I — донорная линия, II — линия излучения экситонно-примесных комплексов

Спектры излучения, полученные при мощной накачке со 100-процентной (спектр 1) и с 20-процентной (спектр 2) глубиной модуляции интенсивности возбуждения, приведены на рис. 5а. Последний из этих спектров перестроен из полученного экспериментально таким образом, чтобы интенсивность выделенной полосы соответствовала глубине модуляции равной 100%. Спектр 3 на рис. 5а получен как разность спектров 1 и 2. Он расположен в том же энергетическом интервале, что и спектр излучения при низких уровнях возбуждения (вставка на рис. 5а). Однако в соответствии со сказанным выше линии излучения доноров и экситонно-примесных комплексов в разностном спектре 3 не разрешены. При более слабой накачке в разностном спектре отчетливо видны обе эти линии (спектр 2 на рис. 5б). Стрелкой на рис. 5а отмечена энергия перехода в наинизшее состояние свободных диамагнитных экситонов, которая была определена по положению длинноволновой компоненты спектра экситонного магнитоотражения [37, 38].

Забегая вперед, отметим, что, как показали опыты с электрическим полем, при наибольших накачках излучение доноров и экситонно-примесных комплексов дает лишь слабый вклад в дифференциальный спектр 2 (рис. 5а), тогда как при умеренных уровнях возбуждения (140–250 Вт/см²) оно заметно деформирует коротковолновую часть дифференциального спектра [30].

Рассмотрим теперь эксперименты с электрическим полем. Прикладывая электрическое поле, достаточное для ударной ионизации мелких доноров и экситонно-примесных комплексов, можно вызвать тушение линий люминесценции этих образований и благодаря этому выделить из спектра излучения длинноволновую полосу, возникающую при мощной накачке [30]. На рис. 6 приведены темновые вольт-амперные характеристики одного из образцов в различных магнитных полях. Вследствие возрастания энергии ионизации мелких доноров [52], с ростом напряженности магнит-

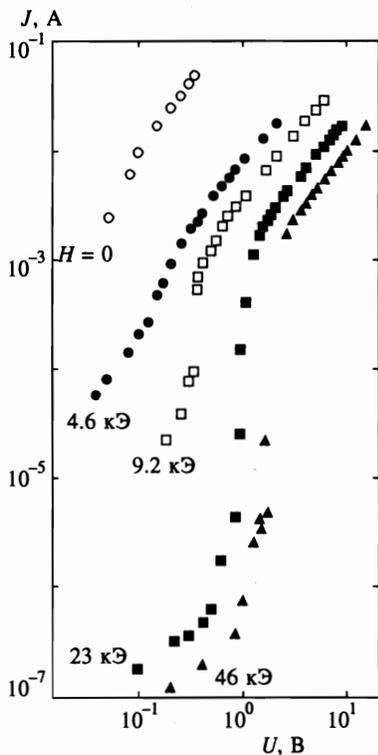


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики образца в отсутствие возбуждения в магнитном поле различной напряженности; $T = 2$ К

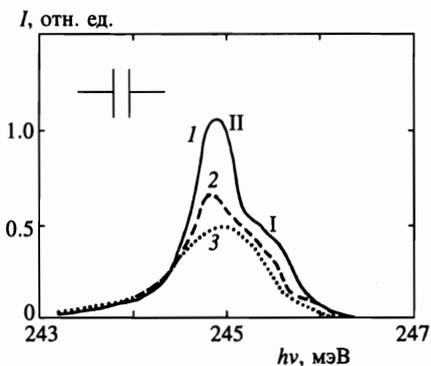


Рис. 7. Спектры люминесценции в магнитном поле $H = 46$ кЭ при различных значениях постоянного электрического напряжения на образце: 1 — $U = 0$; 2 — $U = 10$ В; 3 — $U = 15$ В. Интенсивность возбуждения равна ≈ 140 Вт/см², $T = 2$ К. Глубина модуляции интенсивности возбуждающего света 100%. Равенство интенсивностей излучения при $h\nu = 244.4$ мэВ — результат нормировки спектров; I — донорная линия; II — линия излучения экситонно-примесных комплексов

ного поля увеличиваются сопротивление образца в допробойной области (при малых напряжениях U на образце), напряжение пробоя и крутизна пробойного участка вольт-амперной характеристики. Влияние постоянного электрического поля на спектр фотолюминесценции при умеренной интенсивности возбуждения, такой, что в спектре отчетливо наблюдаются линии доноров и экситонно-примесных комплексов, видно из рис. 7. При увеличении напряжения на образце интенсивности этих линий уменьшаются. При $U \approx 15$ В в спектре остается широкая полоса, похожая по форме на диффе-

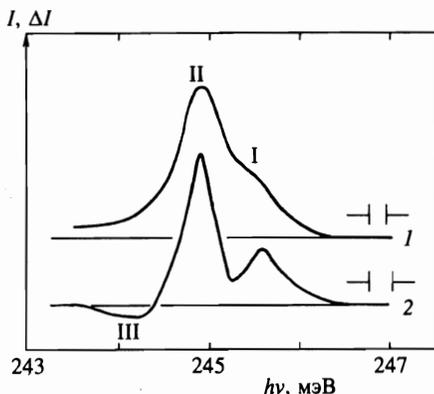


Рис. 8. Спектры излучения, зарегистрированные при 100-процентной модуляции интенсивности накачки (кривая 1, электрическое поле отсутствует, $U = 0$) и при приложении к образцу импульсного электрического напряжения (кривая 2, $U = 10$ В, стационарное возбуждение). $H = 46$ кЭ, интенсивность возбуждения ≈ 140 Вт/см²; I — донорная линия, II и III — линии излучения соответственно экситонно-примесных комплексов и электронно-дырочной жидкости

рениальный спектр 2 (рис. 5а), полученный при 20-процентной модуляции интенсивности возбуждающего излучения, которая занимает примерно такое же энергетическое положение. Из рис. 7 также видно, что электрическое поле почти не влияет на форму низкочастотного крыла спектра излучения. В то же время интенсивность длинноволновой полосы увеличивается с ростом напряженности электрического поля. Особенно наглядно возрастание ее интенсивности проявляется в дифференциальных по электрическому полю спектрах, которые были получены с использованием периодически повторяющихся с частотой 1кГц прямоугольных импульсов напряжения (скважность 2:1) при стационарном фотовозбуждении образца. В дифференциальном по электрическому полю спектре люминесценции отчетливо разрешены линии излучения доноров и экситонно-примесных комплексов (рис. 8). Им отвечает сигнал в положительной фазе, который соответствует уменьшению интенсивностей этих линий в электрическом поле. Отрицательный сигнал на красном краю спектра отражает увеличение интенсивности длинноволновой полосы излучения. С ростом уровня накачки величина этого сигнала возрастает.

Следует отметить, что тушение люминесценции доноров и экситонно-примесных комплексов наблюдается при значительно большем напряжении на образце, чем ударная ионизация доноров в отсутствие освещения (ср. рис. 6 и 7). Вероятно, это связано с двумя причинами. Во-первых, электрическое поле в области возбуждения, по-видимому, меньше среднего поля в образце. Об этом свидетельствуют результаты, приведенные на рис. 9: при увеличении диаметра возбуждающего светового пятна зависимость интенсивности линии излучения экситонно-примесных комплексов от напряжения становится более резкой, а полное тушение люминесценции имеет место при меньшем напряжении. И, во-вторых, как известно, электрическое поле, в котором доноры почти полностью ионизованы, в несколько раз превышает пробойное [53, 54]. По-видимому, эти обстоятельства не позволили наблюдать тушение в электрическом поле близких по спектральному положению линий излучения доноров и комплексов по отдельности.

Итак, приведенные выше результаты показывают, что в магнитном поле $H > 20$ кЭ на длинноволновом краю спектра люминесценции антимонида индия при высоких уровнях накачки появляется дополнительная полоса излучения, которая может быть выделена из результирующего спектра с помощью дифференциальной по интенсивно-

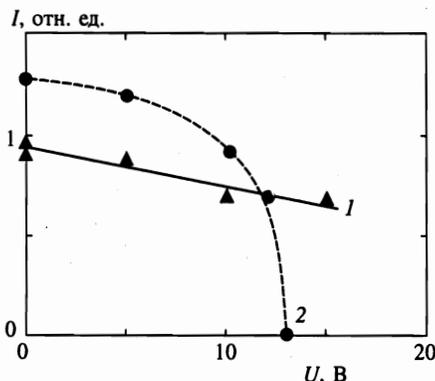


Рис. 9. Зависимости интенсивности линии излучения экситонно-примесных комплексов от напряжения на образце при различных диаметрах возбуждающего светового пятна. $H = 46$ кЭ. Мощность возбуждения равна ≈ 40 мВт. Диаметр светового пятна на образце равен ≈ 0.2 мм (1) и ≈ 0.4 мм (2). Масштабы по оси ординат для кривых 1 и 2 неодинаковы

сти возбуждения методики регистрации спектров излучения, а также при приложении электрического поля. В отличие от двух других присутствующих в спектре компонент, интенсивность этой полосы возрастает при увеличении электрического напряжения на образце. Это означает, что эта полоса связана с рекомбинацией электронов и дырок, заселяющих состояния, которые не опустошаются в электрическом поле, хотя по своему энергетическому положению длинноволновая полоса близка к линиям излучения доноров и экситонно-примесных комплексов, а эти образования разрушаются вследствие ударной ионизации. Поэтому электронные состояния, о которых идет речь, по своей природе существенно отличаются от состояний атомного и молекулярного типа, т. е. от состояний систем, состоящих из небольшого числа взаимодействующих частиц (примесные атомы, свободные и связанные экситоны и т. п.). Поведение длинноволновой полосы излучения в электрическом поле показывает, что она связана с рекомбинацией частиц электронно-дырочной плазмы, энергия которой понижена за счет межчастичных взаимодействий. Увеличение интенсивности этой полосы в электрическом поле при неизменности формы ее низкочастотного края может свидетельствовать о возрастании объема, занимаемого плазмой в образце. Фиолетовый край длинноволновой полосы заметно сдвинут в сторону меньших энергий по отношению к энергии перехода в наименьшее состояние свободного экситона (см. рис. 5а и 7; $h\nu_{ex} = 246$ мэВ при $H = 46$ кЭ), т. е. составляющие плазму частицы обладают меньшей энергией, чем электронно-дырочные пары, связанные в экситоны. На этом основании можно заключить, что мы имеем дело с плазмой взаимодействующих частиц, стабильной по отношению к распаду на свободные экситоны, т. е. с электронно-дырочной жидкостью [30]. Так как разогрев плазмы свободных носителей тока в электрическом поле должен приводить к уширению коротковолнового крыла линии ее излучения, то независимость формы длинноволновой полосы от способа ее выделения из суммарного спектра люминесценции (включение электрического поля или 20-процентная модуляция интенсивности возбуждения) является дополнительным фактом, подтверждающим интерпретацию этой полосы как линии излучения электронно-дырочной жидкости.

В заключение заметим, что длинноволновая полоса излучения, возникающая в сильном магнитном поле при интенсивной накачке, более или менее отчетливо наблюдалась практически на всех исследованных нами достаточно чистых образцах n -InSb с различными концентрациями основной и компенсирующей примесей. Перечень этих образцов приведен в работах [36, 38]. Однако наибольшую интенсивность

линия излучения электронно-дырочной жидкости имела на образцах, исследованных в настоящей работе. По этой причине, а также потому, что в спектре люминесценции этих образцов имеется только одна линия излучения магнитостабилизированных экситонно-примесных комплексов [36, 38] (на некоторых образцах в сильном магнитном поле наблюдается до трех линий излучения экситонно-примесных комплексов), накладывающаяся на полосу излучения жидкой фазы, именно они были выбраны для подробного исследования свойств линии люминесценции электронно-дырочной жидкости, позволившего определить ее основные термодинамические параметры.

4. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Как известно, одним из наиболее веских оснований для интерпретации соответствующей полосы люминесценции как линии излучения электронно-дырочной жидкости является хорошее теоретическое описание формы экспериментально наблюдаемой полосы. К тому же анализ формы линии излучения позволяет наиболее надежно определить характерные энергии частиц электронно-дырочной жидкости и найти ее плотность [8, 9, 11, 14, 15, 17].

Для обработки формы полосы излучения магнитостабилизированной электронно-дырочной жидкости в антимониде индия может быть использовано обычное выражение для прямых разрешенных переходов:

$$I(h\nu) \propto \nu^2 g(h\nu) f_e f_h, \quad (3)$$

где f_e и f_h — функции распределения Ферми для электронов и дырок с фермиевскими энергиями E_{Fe} и E_{Fh} , соответственно, а плотность состояний описывается выражением [55]

$$g(h\nu) = \frac{\sqrt{2m_r}}{(2\pi\hbar)^2} \frac{eH}{c} \sqrt{\frac{(h\nu - E_{gL})/\Gamma + \sqrt{[(h\nu - E_{gL})/\Gamma]^2 + 1}}{2\Gamma \{[(h\nu - E_{gL})/\Gamma]^2 + 1\}}}. \quad (4)$$

Здесь m_r — приведенная эффективная масса электронов и дырок в зонах, между которыми осуществляются рекомбинационные переходы, E_{gL} — перенормированная ширина запрещенной зоны в электронно-дырочной жидкости и Γ — параметр затухания, устраняющего сингулярности плотности состояний в окрестности уровней Ландау.

Для упрощения вычислений полагалось, что во всей области изменения $h\nu$ энергии электронов и дырок в выражениях для f_e и f_h связаны с энергией испускаемого фотона соотношениями соответственно $E_e = (m_r/m_e)(h\nu - E_{gL})$ и $E_h = (m_r/m_1)(h\nu - E_{gL})$, которые имеют место при прямых переходах между электронной и дырочной зонами с параболическими законами дисперсии (m_e — эффективная масса электронов, а m_1 — эффективная масса дырок в верхней магнитной подзоне валентной зоны). Кроме этого, считалось, что параметр затухания Γ не зависит от E_e и E_h .

Последующая обработка проводилась в два этапа. Вначале подгонка расчетного спектра излучения к экспериментальному осуществлялась в двухзонном приближении, т. е. предполагалось, что дырки заселяют лишь верхнюю магнитную подзону валентной зоны [36] (в дальнейшем мы увидим, что заметное число дырок содержится и в следующей по энергии дырок магнитной подзоне). Что касается распределения электронов, то

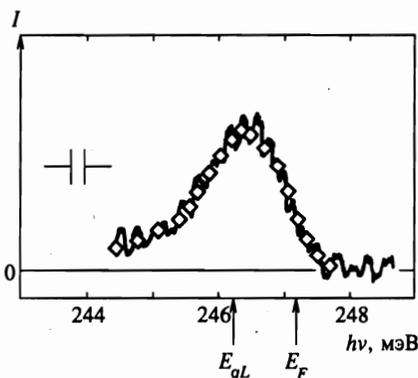


Рис. 10. Экспериментальный и рассчитанный (квадраты) по формулам (3), (4) спектры люминесценции электронно-дырочной жидкости. $H = 55.2$ кЭ, $P \simeq 500$ Вт/см². Значения E_{gL} и E_F , полученные в результате подгонки, отмечены стрелками

в рассматриваемом диапазоне напряженностей магнитного поля все электроны жидкой фазы находятся в нижней спиновой подзоне нулевой электронной подзоны Ландау. В этом случае фермиевские энергии электронов и дырок связаны между собой теми же соотношениями, что и E_e и E_h , т.е. $E_{Fe} = (m_r/m_e)E_F$ и $E_{Fh} = (m_r/m_1)E_F$, где $E_F = E_{Fe} + E_{Fh}$.

Дифференциальный по интенсивности возбуждения спектр люминесценции электронно-дырочной жидкости в магнитном поле $H = 55.2$ кЭ и его обработка по формулам (3), (4) в двухзонном приближении показаны на рис. 10. В результате подгонки расчетного спектра к экспериментальному, проведенной при $m_e = 0.014m_0$ и $m_1 = 0.075m_0$ (это значение m_1 дает наилучшее согласие между теоретическим и экспериментальным спектрами; m_0 — масса свободного электрона), были определены параметр затухания $\Gamma = 0.55$ мэВ, перенормированная ширина запрещенной зоны $E_{gL} = 246.26$ мэВ и суммарная энергия Ферми электронов и дырок $E_F = 0.95$ мэВ.

Дальнейшая обработка спектра люминесценции электронно-дырочной жидкости сводилась к нахождению фермиевских энергий электронов и дырок с учетом заполнения дырками двух верхних магнитных подзон валентной зоны (вычисления, аналогичные описанному ниже, показали, что следующие подзоны не заселены). Энергия Ферми дырок находилась в результате численного решения уравнения

$$\int_{-\infty}^{E_{Fe}} g_e(E) dE = \int_{-\infty}^{E_{Fh}} g_{h1}(E) dE + \int_{-\infty}^{E_{Fh} - \Delta E_{12}} g_{h2}(E) dE, \quad (5)$$

справедливого, строго говоря, при $T = 0$ и отражающего электронейтральность электронно-дырочной жидкости: $n_e = n_1 + n_2$, где n_1 и n_2 — концентрации дырок, заселяющих две рассматриваемые магнитные подзоны. Концентрация электронов n_e дается левой частью уравнения (5) с плотностью состояний

$$g_e(E) = \frac{\sqrt{2m_e}}{(2\pi\hbar)^2} \frac{eH}{c} \sqrt{\frac{E/\Gamma_e + \sqrt{(E/\Gamma_e)^2 + 1}}{2\Gamma_e [(E/\Gamma_e)^2 + 1]}}, \quad (6)$$

где Γ_e — параметр затухания для электронов. Аналогичными выражениями описываются плотности состояний дырок g_{h1} или g_{h2} в соответствующих магнитных подзонах (с заменой m_e , Γ_e на m_1 , Γ_1 или m_2 , Γ_2). Полагалось, что параметры затухания для электронов и дырок связаны между собой соотношениями $\Gamma_e = (m_r/m_e)\Gamma$,

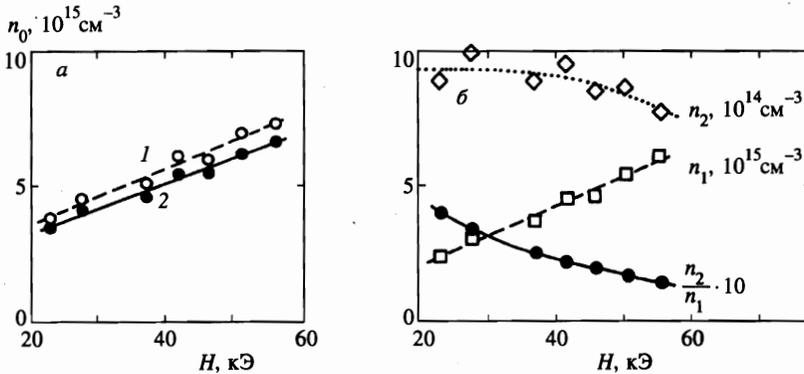


Рис. 11. Зависимости от напряженности магнитного поля: а) плотности электронно-дырочной жидкости (1 — результаты работы [36], 2 — настоящей работы); б) населенностей двух верхних магнитных подуровней валентной зоны (n_1 и n_2) и отношения населенностей

$\Gamma_1 = (m_r/m_1)\Gamma = (m_e/m_1)\Gamma_e$ и $\Gamma_2 = (m_e/m_2)\Gamma_e$, следующими из пропорциональности параметров затухания соответствующим энергиям Ферми при параболических законах дисперсии [17]. При вычислении энергии Ферми дырок E_{Fh} из уравнения (5) в его левой части использовалась величина E_{Fe} , полученная из обработки формы спектра люминесценции в двухзонном приближении, эффективная масса дырок во второй подзоне полагалась равной $m_2 = 0.045m_0$, а относительный сдвиг двух верхних подзон валентной зоны находился из соотношения $\Delta E_{12} = \mu H$ с $\mu = 7.5 \cdot 10^{-3}$ мэВ/кЭ. Найденное таким образом значение E_{Fh} подставлялось в распределение Ферми f_h , и затем вновь проводилась подгонка расчетного спектра излучения, описываемого выражениями (3), (4), к экспериментальному, в результате которой находилось исправленное значение электронной энергии Ферми. Заметим, что спектр люминесценции по-прежнему описывается выражениями (3), (4), поскольку электронные переходы во вторую дырочную подзону запрещены, а влияние ее заполнения на форму спектра проявляется благодаря изменению фермиевских энергий, которые не связаны теперь между собой приведенными выше соотношениями, справедливыми в двухзонной модели.

Описанная процедура обработки спектра люминесценции электронно-дырочной жидкости дает практически те же значения Γ , E_{gL} и E_{Fe} , что и обработка в двухзонной модели (величина E_{Fe} изменяется в пределах нескольких процентов). Поэтому учет заполнения второй дырочной подзоны заметно не сказывается на точности определения плотности электронно-дырочной жидкости, величина которой вычислялась с использованием найденного значения E_{Fe} . В то же время в сравнительно слабом магнитном поле, когда во второй подзоне содержится относительно большое количество дырок, ее заселенность оказывает существенное влияние на положение уровня Ферми дырок и должна учитываться при вычислении из экспериментальных данных энергии связи частиц жидкой фазы. Последнее хорошо видно из данных, приведенных на рис. 13, которые мы обсудим ниже.

Аналогичная процедура обработки была проведена со спектрами люминесценции, зарегистрированными и при других значениях напряженности магнитного поля (эти значения отвечают экспериментальным точкам на рис. 11–14). Величина параметра затухания Γ в пределах экспериментальной ошибки не зависела от напряженности поля;

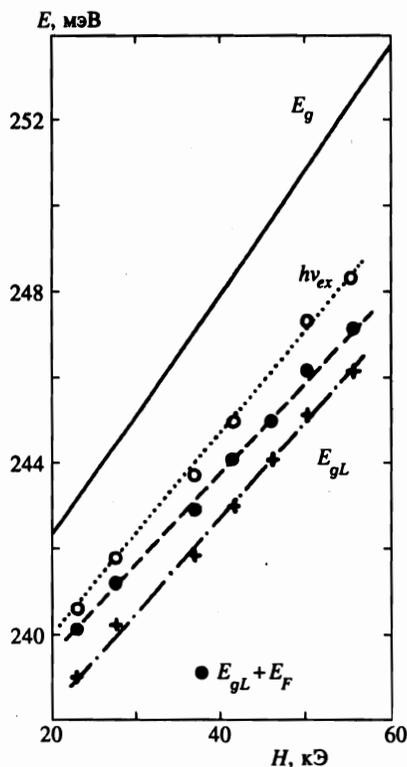


Рис. 12. Зависимости перенормированной ширины запрещенной зоны E_{gL} , энергии переходов на уровень химического потенциала электронно-дырочной жидкости $E_{gL} + E_F$ ($E_F = E_{Fe} + E_{Fh}$), энергии переходов в низшее состояние диамагнитного экситона $h\nu_{ex}$ (пунктирная прямая — теория) и ширины запрещенной зоны E_g (теория) от напряженности магнитного поля

ее среднее значение составляет $\Gamma_{av} \approx 0.58$ мэВ.

Плотность жидкости $n_0 \equiv n_e = n_1 + n_2$, определяемая при $T = 0$ интегралом в левой части равенства (5), находилась посредством численного интегрирования плотности состояний (6) до значения E_{Fe} , полученного в результате обработки спектра излучения. Неучет теплового размытия распределения электронов дает при определении плотности ошибку, составляющую около 4%. Зависимость плотности электронно-дырочной жидкости от напряженности магнитного поля приведена на рис. 11а (черные кружки), а на рис. 11б показано, как изменяются населенности первой и второй дырочных подзон (они определяются соответственно первым и вторым интегралами в правой части равенства (5)) при увеличении напряженности поля. На рис. 11а для сравнения также приведены результаты нашей работы [36] (светлые кружки), в которой при вычислении плотности жидкости использовалось обычное выражение для плотности состояний, записанное без учета уширения уровней Ландау (в него переходит выражение (6) при $\Gamma_e \rightarrow 0$). Как видно из этого рисунка, магнитостабилизированная электронно-дырочная жидкость в антимониде индия сильно сжимается при увеличении магнитного поля в согласии с теоретическими представлениями [21, 22, 27, 28, 31, 32] и экспериментальными результатами для германия [35].

Работа выхода экситонов из жидкости определялась по формуле

$$\varphi = h\nu_{ex} - (E_{gL} + E_{Fe} + E_{Fh}),$$

где $h\nu_{ex}$ — энергия перехода в наинизшее состояние свободного диамагнитного экситона

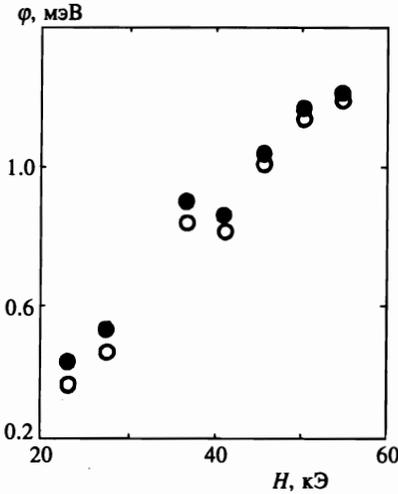


Рис. 13. Зависимости работы выхода экситонов из электронно-дырочной жидкости от напряженности магнитного поля: ○ — результаты работы [36], ● — настоящей работы

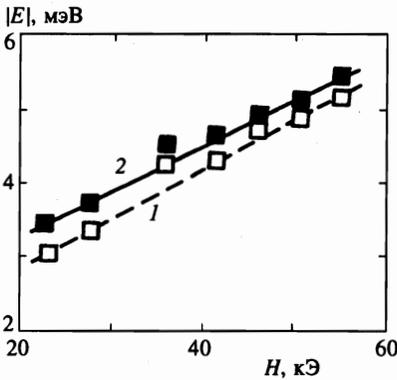


Рис. 14. Зависимости от напряженности магнитного поля абсолютных величин энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости $|E_0|$ (1) и суммы обменной и корреляционной энергий $|E_{xc}|$ (2)

на. При вычислении φ использовались значения $h\nu_{ex}$, полученные из измерений спектров магнитоотражения (рис. 12, см. также [38]). Значения работы выхода, полученные при различных напряженностях магнитного поля, приведены на рис. 13 (черные кружки). Здесь же даны значения работы выхода, определенные в работе [36] в результате обработки формы спектров люминесценции электронно-дырочной жидкости в двухзонном приближении (светлые кружки). Приведенные на рис. 12 и 13 данные показывают, что в отличие от германия [35], в антимониде индия с ростом магнитного поля стабильность электронно-дырочной жидкости по отношению к распаду на свободные экситоны существенно возрастает.

Для того чтобы определить из экспериментальных данных энергию на пару частиц в основном состоянии жидкости, E_0 , расчеты которой занимают центральное место в теории электронно-дырочной жидкости, нужно знать энергию связи диамагнитных экситонов, поскольку $E_0 = E_{ex} - \varphi$. Для нахождения E_0 мы использовали значения E_{ex} , полученные при обработке спектров осциллирующего магнитопоглощения [56] на основе теории, построенной в [57] (две теоретические прямые на рис. 12 отражают ре-

зультаты этих вычислений; $E_{ex} = h\nu_{ex} - E_g$)⁷⁾. Энергия на пару частиц в основном состоянии электронно-дырочной жидкости как функция напряженности поля приведена на рис. 14.

В заключение этого раздела отметим важное обстоятельство, о котором мы умолчали при обсуждении результатов теоретической обработки спектров люминесценции. Для удовлетворительной подгонки теоретического спектра излучения, описываемого выражениями (3), (4), к экспериментальному температура в фермиевских распределениях f_e и f_h в выражении (3) полагалась меньшей (примерно на 10%) температуры гелиевой бани; другими словами, оказалось, что температура электронно-дырочной жидкости ниже температуры кристалла. Так приходилось поступать при обработке всех спектров излучения, полученных при различных значениях напряженности магнитного поля. Не исключено, что это связано с техническими причинами — коротковолновый край дифференциального по интенсивности возбуждения спектра излучения электронно-дырочной жидкости (изменение температуры в наибольшей степени скаывается на форме коротковолнового края) может быть слегка деформирован из-за наложения на полосу люминесценции жидкости линий излучения экситонно-примесных комплексов и мелких доноров (см. рис. 1, 5 и 7). Однако это, скорее, должно приводить к уширению коротковолнового края дифференциального спектра. Деформация коротковолнового крыла спектра излучения электронно-дырочной жидкости может быть также связана с эффектом усиления рекомбинационного излучения, что довольно часто наблюдается в прямозонных полупроводниках [17]. Однако мы не имеем каких-либо экспериментальных фактов, которые могли бы указывать на это обстоятельство. Таким образом, вопрос остается открытым и требует дальнейшего исследования.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперименты, описанные выше, позволили определить основные термодинамические параметры и характерные энергии магнитостабилизированной электронно-дырочной жидкости в антимониде индия и их поведение при изменении напряженности магнитного поля (рис. 11–14). Сопоставим полученные результаты с предсказаниями теории сильно сжатой электронно-дырочной жидкости в сверхсильном магнитном поле [21, 22, 27, 28], построенной на основе полученного ее авторами асимптотического выражения (1) для корреляционной энергии. Следует сразу подчеркнуть, что эта теория не может быть непосредственно применена к нашему случаю, поскольку при реальных плотностях жидкой фазы (рис. 11а) не выполняются условия сильного сжатия (т. е. условия, налагаемые левой половиной неравенства (2)), и поэтому формула (1) не может использоваться для расчета энергии наблюдавшейся электронно-дырочной жидкости⁸⁾. К тому же, несмотря на то, что правая половина неравенства (2) формально удовлетворена, ультраквантовый предел для дырок, как видно из приведенных на рис. 11б результатов, в исследованном диапазоне напряженностей магнитного поля достигнут

⁷⁾ Мы благодарны Ал. Л. Эфросу, предоставившему нам результаты этих вычислений, а также результаты расчета структуры валентной зоны антимонида индия в магнитном поле, которые были нами использованы для нахождения численных значений m_1 , m_2 и μ .

⁸⁾ Для электронно-дырочной жидкости в антимониде индия условие сильного сжатия может выполняться в поле $H > 10^6$ кЭ.

не был. Тем не менее имеет смысл провести сопоставление с теорией на качественном уровне.

Для равновесной плотности электронно-дырочной жидкости теория дает

$$n_0(H) \simeq 0.03 \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{1/7} \left(\frac{a_{ex}}{a_H} \right)^{16/7} a_{ex}^{-3} \propto H^{8/7}, \quad (7)$$

а для энергии на пару частиц в основном состоянии жидкости —

$$E_0(H) \simeq 0.84 E_{ex} \left(\frac{m_h}{m_e} \right)^{2/7} \left(\frac{a_{ex}}{a_H} \right)^{4/7} \propto H^{2/7}. \quad (8)$$

Результаты, представленные на рис. 11а и 14, показывают, что при увеличении напряженности поля плотность жидкости растет несколько медленнее, чем предсказывается выражением (7), а энергия на пару частиц, E_0 , значительно быстрее, чем следует из формулы (8). Последнее, по-видимому, связано с быстрым ростом с напряженностью поля суммы обменной и корреляционной энергий E_{xc} (рис. 14), которая находилась как $E_{xc} = E_{gL} - E_g + (2/3)E_F$. Отметим, что теория сильно сжатой электронно-дырочной жидкости, состоящей из электронов и дырок с сильно различающимися массами, в случае, когда ультраквантовая ситуация осуществляется только для более легких носителей, дает более сильную, чем формула (8), зависимость E_0 от H ($E_0 \propto H^{2/5}$); правда, в этом случае и n_0 быстрее увеличивается с ростом поля ($n_0 \propto H^{6/5}$) [12, 18].

Оценка плотности и энергии на пару частиц в основном состоянии электронно-дырочной жидкости соответственно по формулам (7) и (8) при $m_e = 0.014m_0$, $m_h = m_1 = 0.075m_0$, $a_{ex} = 800 \text{ \AA}$, $|E_{ex}| = 0.5 \text{ мэВ}$ дает $n_0 \simeq 2.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $|E_0| \simeq 1.7 \text{ мэВ}$ при $H = 23 \text{ кЭ}$ и $n_0 \simeq 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $|E_0| \simeq 2.1 \text{ мэВ}$ при $H = 55.2 \text{ кЭ}$. Полученные значения n_0 удивительно хорошо согласуются с приведенными на рис. 11а экспериментальными данными (по-видимому, это совпадение имеет случайный характер), тогда как оценка $|E_0|$ дает значения, сильно заниженные по сравнению с результатами опыта (рис. 14). Впрочем, в свете сказанного выше о возможности применения обсуждаемой теории для описания наших результатов, трудно ожидать какого-либо количественного согласия с опытными данными.

Теория электронно-дырочной жидкости в сильном магнитном поле предсказывает появление в ее электронном спектре диэлектрической щели, возникновение которой обусловлено одномерностью движения носителей заряда [21, 27, 28, 58], причем образование диэлектрической жидкости наиболее вероятно при «промежуточных» значениях напряженности магнитного поля [28]. Возможно, что наблюдавшееся нами «переохлаждение» электронно-дырочной жидкости относительно кристаллической решетки, обсуждавшееся в конце предыдущего раздела, указывает на диэлектризацию ее электронного спектра.

В заключение сравним плотность магнитостабилизированной электронно-дырочной жидкости в InSb с плотностью электронно-дырочной жидкости при $H = 0$ в других материалах. Как принято обычно, будем характеризовать ее безразмерным параметром $r_s = [(4/3)\pi a_{ex}^2 n_0]^{-1/3}$. При изменении напряженности поля от 23 до 55 кЭ параметр r_s увеличивался от $\simeq 1.5$ до $\simeq 1.6$. Эти значения r_s больше, чем у электронно-дырочной жидкости в Ge ($r_s = 0.5$) и Si ($r_s = 0.86$), но меньше, чем в прямозонных полупроводниках ($r_s \simeq 2$), и примерно соответствуют r_s в сильно деформированных Ge и Si [14–17].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований установлено, что в полупроводниках возможно образование электронно-дырочной жидкости, стабилизированной магнитным полем. В антимониде индия она стабильна в магнитном поле с напряженностью большей ≈ 20 кЭ. В отличие от германия, в антимониде индия с ростом напряженности магнитного поля в области существования электронно-дырочной жидкости увеличивается не только энергия на пару частиц в основном состоянии жидкости, а и работа выхода экситонов из электронно-дырочной жидкости (т. е. стабильность жидкости), достигая величины ≈ 1.2 мэВ в поле $H \approx 55$ кЭ. Здесь имеется в виду недеформированный германий. Возможно, что в сильно деформированном германии также может существовать магнитостабилизированная электронно-дырочная жидкость [59].

На наш взгляд, представляло бы существенный интерес проведение опытов, аналогичных описанным в настоящей статье, в более сильных магнитных полях. В этом случае можно было бы изучить поведение основных термодинамических параметров электронно-дырочной жидкости в зависимости от напряженности поля в ситуации, когда ультраквантовый предел достигнут не только для электронов, а и для дырок, исследовать возможность образования диэлектрической жидкости и перехода металл-диэлектрик в жидкой фазе, а также ряд других интересных явлений [12, 18, 21, 27, 28, 58].

Следует подчеркнуть, что исследования электронно-дырочной жидкости и других электронных систем в сильном магнитном поле имеют не только самостоятельный интерес, поскольку полученные результаты могут быть применены и к системам, обладающим квазиодномерным электронным спектром в отсутствие поля. Отметим, что экспериментальные исследования условий, в которых возможно образование электронно-дырочной жидкости в квазиодномерных системах, а также в других структурах с пониженной размерностью, практически только начинаются (см., например, [60]) и могут представлять существенный интерес в плане изучения межчастичных взаимодействий в таких системах.

Мы глубоко признательны Л. В. Келдышу, Ю. В. Копаеву, Ал. Л. Эфросу за внимание и плодотворные обсуждения результатов работы и М. Л. Скорикову за помощь в обработке экспериментальных данных и обсуждение.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда и Правительства России (проект № JGY100), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 93-02-2356 и № 96-02-18237) и Научного совета по программе «Физика твердотельных наноструктур» (проект № 1-010).

Литература

1. W. F. Brinkman, T. M. Rice, P. W. Anderson, and S. T. Chui, Phys. Rev. Lett. **28**, 961 (1972).
2. P. Vashishta, P. Bhattacharyya, and K. S. Singwi, Phys. Rev. Lett. **30**, 1248 (1973); Phys. Rev. B **10**, 5108 (1974).
3. Л. В. Келдыш, А. П. Силин, ЖЭТФ **69**, 1053 (1975).
4. G. Beni and T. M. Rice, Phys. Rev. Lett. **37**, 874 (1976).
5. M. Rössler and R. Zimmermann. Phys. St. Sol. (b) **83**, 85 (1977).

6. G. Beni and T. M. Rice, *Phys. Rev. B* **18**, 768 (1978).
7. В. С. Багаев, Т. И. Галкина, О. В. Гоголин, Л. В. Келдыш, Письма в ЖЭТФ **10**, 309 (1969).
8. Я. Е. Покровский, К. И. Свистунова, ФТП **4**, 491 (1970).
9. А. С. Каминский, Я. Е. Покровский, Н. В. Алкеев, ЖЭТФ **59**, 1937 (1970).
10. В. С. Багаев, Т. И. Галкина, О. В. Гоголин, в сб. *Экситоны в полупроводниках*, под ред. Б. М. Вула, Наука, Москва (1971), с. 19.
11. Ya. E. Pokrovskii, *Phys. St. Sol. (a)* **11**, 385 (1972).
12. L. V. Keldysh, in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin, North-Holland, Amsterdam (1983), Vol. 6: *Electron-Hole Droplets in Semiconductors*, ed. by C. D. Jeffries and L. V. Keldysh, Introduction, p. XI (перев. в кн. *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, под ред. К. Д. Джеффриса и Л. В. Келдыша, Наука, Москва (1988), Введение, с. 7).
13. V. S. Bagaev, T. I. Galkina, and N. N. Sibeldin, in [12], Ch. 4, p. 267 (перевод в [12], гл. 4, с. 207).
14. T. M. Rice, in *Solid State Physics*, ed. by H. Ehrenreich, F. Seitz, and D. Turnbull, Academic Press, New York (1977), Vol. 32, p. 1 (перев.: Т. Райс, Дж. Хенсел, Т. Филлипс, Г. Томас, *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках*, Мир, Москва (1980), с. 11).
15. J. C. Hensel, T. G. Phillips, and G. A. Thomas, in [14], p. 88 (перевод в [14], с. 101).
16. P. Vashishta, R. K. Kalia, and K. S. Singwi, in [12], Ch. 1, p. 1 (перевод в [12], гл. 1, с. 26).
17. V. D. Kulakovskii and V. B. Timofeev, in [12], Ch. 2, p. 95 (перевод в [12], гл. 2, с. 86).
18. L. V. Keldysh, *Contemp. Phys.* **27**, 395 (1986).
19. С. Г. Тиходеев, УФН **145**, 3 (1985).
20. L. V. Keldysh and N. N. Sibeldin, in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin, North-Holland, Amsterdam (1986), Vol. 16: *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals*, ed. by W. Eisenmenger and A. A. Kaplyanskii, Ch. 9, p. 455.
21. Л. В. Келдыш, Т. А. Онищенко, Письма в ЖЭТФ **24**, 70 (1976).
22. Е. А. Андриюшин, В. С. Бабиченко, Л. В. Келдыш и др., Письма в ЖЭТФ **24**, 210 (1976).
23. Е. А. Андриюшин, Л. В. Келдыш, А. П. Силян, ЖЭТФ **73**, 1163 (1977).
24. R. J. Elliott and R. Loudon, *J. Phys. Chem. Sol.* **15**, 196 (1960).
25. Б. П. Захарченя, Р. П. Сейсян, УФН **97**, 193 (1969).
26. Р. П. Сейсян, *Спектроскопия диамагнитных экситонов*, Наука, Москва (1984).
27. Т. А. Онищенко, Труды ФИАН **123**, 7 (1980).
28. А. Р. Силян, in [12], Ch. 8, p. 619 (перевод в [12], гл. 8, с. 449).
29. Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
30. И. В⁸ Кавецкая, Я. Я. Кость, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, Письма в ЖЭТФ **36**, 254 (1982).
31. S. T. Chui, *Phys. Rev. B* **9**, 3438 (1974).
32. H. Büttner, in *Proc. 12th Int. Conf. Phys. Semicond.*, Teubner, Stuttgart (1974), p. 81.
33. Н. А. Калугина, Э. М. Скок, Письма в ЖЭТФ **38**, 251 (1983).
34. Н. А. Калугина, Э. М. Скок, ФТТ **27**, 528 (1985).
35. H. L. Störmer and R. W. Martin, *Phys. Rev. B* **20**, 4213 (1979).
36. I. V. Kavetskaaya, N. N. Sibeldin, and V. A. Tsvetkov, *Sol. St. Comm.* **97**, 157 (1996).
37. И. В. Кавецкая, Н. Н. Сибельдин, Письма в ЖЭТФ **38**, 67 (1983).
38. И. В. Кавецкая, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, ЖЭТФ **105**, 1714 (1994).
39. В. Д. Кулаковский, И. В. Кукушкин, В. Б. Тимофеев, ЖЭТФ **81**, 684 (1981).
40. В. Б. Стопачинский, ЖЭТФ **72**, 592 (1977).
41. Т. М. Брагина, Ю. С. Леликов, Ю. Г. Шретер, Письма в ЖЭТФ **29**, 129 (1979).
42. M. Greenstein and J. P. Wolfe, *J. de Phys.* **42**, Suppl. 12, C6-276 (1981).
43. Н. В. Замковец, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, ЖЭТФ **105**, 1066 (1994).
44. И. В. Кавецкая, Н. Б. Кахраманов, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, ЖЭТФ **100**, 2053 (1991).
45. Л. М. Канская, С. И. Кохановский, Р. П. Сейсян, ФТП **13**, 2424 (1979).
46. В. И. Иванов-Омский, С. И. Кохановский, Р. П. Сейсян и др., ФТП **17**, 532 (1983).
47. Р. П. Сейсян, Ш. У. Юлдашев, ФТТ **30**, 12 (1988).

48. М. С. Бреслер, О. Б. Гусев, А. О. Степанов, ФТП 17, 1195 (1983).
49. М. А. Алексеев, М. С. Бреслер, О. Б. Гусев и др., ФТП 19, 722 (1985).
50. М. С. Бреслер, О. Б. Гусев, А. О. Степанов, ФТТ 28, 1387 (1986).
51. И. В. Кавецкая, Н. Н. Сибельдин, В. А. Цветков, ФТТ 34, 857 (1992).
52. Y. Yafet, R. W. Keyes, and E. N. Adams, J. Phys. Chem. Sol. 1, 137 (1956).
53. Э. И. Заварицкая, Труды ФИАН 37, 41 (1966).
54. K. Seeger, *Semiconductor Physics*, Springer-Verlag, Wien, New York (1973). Перев.: К. Зеерер, *Физика полупроводников*, Мир, Москва (1977).
55. V. Lax and S. Zwerdling, in *Progress in Semiconductors*, ed. by A. F. Gibson and R. E. Burgess, Temple Press, London (1960), Vol. 5, p. 221.
56. С. И. Кохановский, Дисс. на соискание степени канд. физ.-мат. наук, ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Ленинград (1982).
57. Б. Л. Гельмонт, Р. П. Сейсян, Ал. Л. Эфрос, А. В. Варфоломеев, ФТП 11, 238 (1977).
58. В. С. Бабиченко, Т. А. Онищенко, Письма в ЖЭТФ 26, 75 (1977).
59. В. Б. Тимофеев, А. В. Черненко, Письма в ЖЭТФ 61, 603 (1995).
60. H. Kalt, R. Nötzel, and K. Ploog, Sol. St. Comm. 83, 285 (1992).