

09,03

Диаманитные экситоны в полупроводниках (Обзор)

© Р.П. Сейсян

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
E-mail: rseis@ffm.ioffe.ru

(Поступил в Редакцию 16 апреля 2015 г.
В окончательной редакции 9 сентября 2015 г.)

Рассматриваются оптические свойства полупроводниковых кристаллов при наличии сильного магнитного поля. Включение такого поля приводит к возникновению осцилляций края оптического поглощения или, точнее, к образованию сложного спектра поглощения, обладающего периодической структурой, называемого спектром „диаманитных экситонов“. Такие спектры оказываются источником наиболее точных знаний о зонной структуре полупроводников. Более того, они могут быть использованы для моделирования низкоразмерного состояния в полупроводниках, а также для возможной интерпретации спектров излучения нейтронных звезд. Предлагаемый аналитический обзор построен на обширном экспериментальном и теоретическом материале, содержащемся главным образом в цитируемых оригинальных работах автора с сотрудниками.

Содержание

1. „История“ диаманитного экситона
 2. Доказательство экситонной природы осциллирующего магнитопоглощения в полупроводниках
 3. Концепция диаманитных экситонов
 4. Квазилендауская магнитоспектроскопия ридберговских состояний экситона
 - 4.1. Диаманитные экситоны в кристаллах InP
 - 4.2. Диаманитные экситоны в кристаллах GaAs
 - 4.3. Диаманитные экситоны в кубическом алмазоподобном CdTe
 - 4.4. Диаманитные экситоны в кубическом Cu₂O и тетрагональном SnO₂
 - 4.5. Генезис квазилендауского спектра
 - 4.6. Диаманитные экситоны в гексагональных кристаллах (CdS, CdSe), квазикубическое приближение для CdSe
 - 4.7. Диаманитные экситоны в кристаллах халькопирита
 5. Диаманитные экситоны в узкощелевых полупроводниках
 - 5.1. Первое наблюдение экситонов в узкощелевых полупроводниках (InSb, InAs, CdHgTe) и диаманитные экситоны в узкощелевых полупроводниках (1979–1983 гг.)
 - 5.2. Наблюдение квазиодномерного поведения экситона в сильном магнитном поле в InSb (1982–1985 гг.)
 - 5.3. Доказательство участия экситонов в образовании магнитооптических спектров PbTe (1986 г.)
 6. Наблюдение спектров диаманитного экситона в полупроводниковых твердых растворах
 7. Развитие концепции диаманитных экситонов и применение ее к широкому кругу полупроводниковых кристаллов
 8. Магнитооптика квантовых ям (диаманитный экситон в квантовой яме)
 - 8.1. Первое магнитооптическое наблюдение эффектов „кулоновской“ ямы и ее осцилляторных состояний в квантовых ямах InGaAs/GaAs (1993–1994 гг.)
 - 8.2. Наблюдение надбарьерного экситона и его магнитооптика (1996–2000 гг.)
 9. Магнитооптика квантовой проволоки и квантовой точки
 10. Экситонный поляритон и его роль в межзонной магнитооптике полупроводников и спектроскопии диаманитных экситонов
 11. Моделирование низкоразмерного состояния материи в экспериментах с экситонами в сильных и сверхсильных магнитных полях
 12. Магнитоквантовый экситонный полимер
 13. Диаманитные экситоны и нейтронные звезды
 14. Заключение
- ### 1. „История“ диаманитного экситона
- Имеется достаточно оснований полагать, что первое наблюдение „диаманитных экситонов“ (ДЭ) принадлежит Б.П. Захарчене. Открытие ДЭ стало результатом детального исследования так называемой „желтой“ серии экситона Cu₂O, в которое Захарченя был вовлечен вскоре после открытия водородоподобной последовательности линий поглощения в кристаллах закиси меди Гроссом и Карьевым [1]. Изучая спектр „водородоподобного“ экситона Ванье–Мотта (рис. 1), вполне естественно попытаться обнаружить классические эффекты Штарка

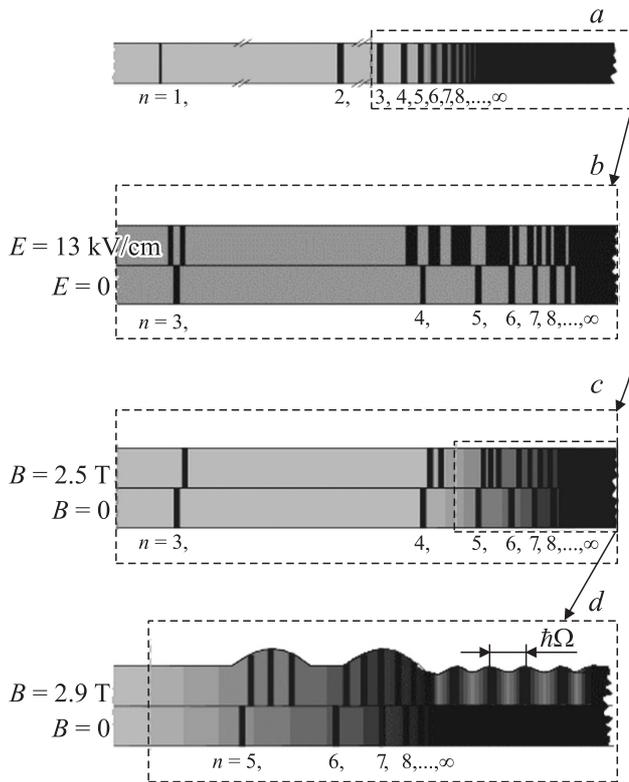


Рис. 1. Спектры окиси меди. *a* — открытие экситона, *b* — эффект Штарка, *c* — эффект Зеемана и диамагнитный сдвиг, *d* — осцилляции континуума. Ω — сумма циклотронных частот электрона и дырки.

и Зеемана, применив при этом сильные электрическое и магнитное поля. Но уже первые теоретические оценки показали, что для этого окажутся недостаточными любые поля, достижимые в лабораторных условиях. Тем не менее Захарченя, несмотря на скептицизм Гросса и некоторых теоретиков, рискнул поставить соответствующие эксперименты и был сполна вознагражден. Сначала он обнаружил явление „гигантского“ диамагнитного сдвига возбужденных состояний экситона [2,3]. Значение этого открытия для дальнейшего развития магнитооптики полупроводников, как мы увидим, выходит далеко за пределы отдельного эффекта: он оказывается первоисточником других, еще более важных эффектов. С увеличением главного квантового числа экситона n_0 диамагнитный сдвиг возрастал, и спектральная линия быстро достигала края диссоциации, который также отодвигался с увеличением магнитного поля, но существенно медленнее [4]. Захарченя применил на лучших образцах Cu_2O наиболее сильные электрическое и магнитное поля, достижимые на тот момент времени, и в результате обнаружил, что помимо ожидавшихся эффектов Штарка и Зеемана, которые со всей очевидностью наблюдаются, но на высоковозбужденных состояниях экситона, возникает новое, неизвестное и неожиданное явление. Оно состоит в легких периодических осцилляциях края спектра сплошного поглощения (экситонного континуума) (рис. 1).

Эти осцилляции имели периодичность циклотронного резонанса, что и отразилось в названии статьи Гросса, Захарчени и Павинского „Диамагнитные уровни экситона в Cu_2O и циклотронный резонанс“. Она увидела свет в 1957 г [5]. Практически одновременно (также в 1957 г.) вышли две работы американских авторов: Бурштейна, Пайкуса [6] и Звердлинга, Лэкса [7], которые выполнили наблюдение в магнитном поле осцилляций континуума поглощения сурьмянистого индия и германия соответственно. За публикацией [7] последовала теоретическая работа Рот с авторами [8], дающая детальную интерпретацию наблюдавшемуся в [6,7] эффекту и обосновывающая возможность установления при помощи этого явления эффективных масс электронов и дырок и далее точного набора параметров зонной структуры полупроводниковых кристаллов.

Экситоны ни в кристаллах германия, ни тем более в сурьмянистом индии к тому времени еще не наблюдались. В кристаллах германия это впервые произойдет через два года [9], а в InSb — через долгих 20 лет [10]. Так что эффект был однозначно приписан колебаниям плотности континуума, связанным с возникновением уровней Ландау, без всякого упоминания об экситонах и соответственно о работе [5].

Работы [6–8] вызвали небывалый бум магнитооптических исследований в полупроводниках, способствовавший заполнению большей части банка данных по параметрам зонной структуры актуальных полупроводниковых кристаллов.

2. Доказательство экситонной природы осциллирующего магнитопоглощения в полупроводниках

Естественно, возникла задача найти неоспоримые доказательства экситонной природы этого эффекта. Такая задача и была сформулирована Захарченей автору настоящей работы. Первоначальная попытка решить проблему с использованием нового перспективного полупроводника — арсенида галлия — не дала результатов, несмотря на, казалось бы, полное выполнение требований к наблюдаемости эффекта, происходивших из известной интерпретации явления. Край поглощения GaAs в доступном тогда магнитном поле оставался гладким (без признаков осциллирующего поведения). Это вынудило нас выполнить тестовые опыты на кристаллах германия и, повторяя условия эксперимента Лэкса [7], попытаться найти уже в нем необходимые доказательства. Мы строили доказательство на трех специфических свойствах экситонного поглощения.

1. В экситонном спектре могут присутствовать возбужденные состояния, принадлежащие другим главным квантовым числам, что было бы характерно только для экситона.

2. Экситонные состояния могут быть подавлены экранировкой кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой свободными носителями заряда.

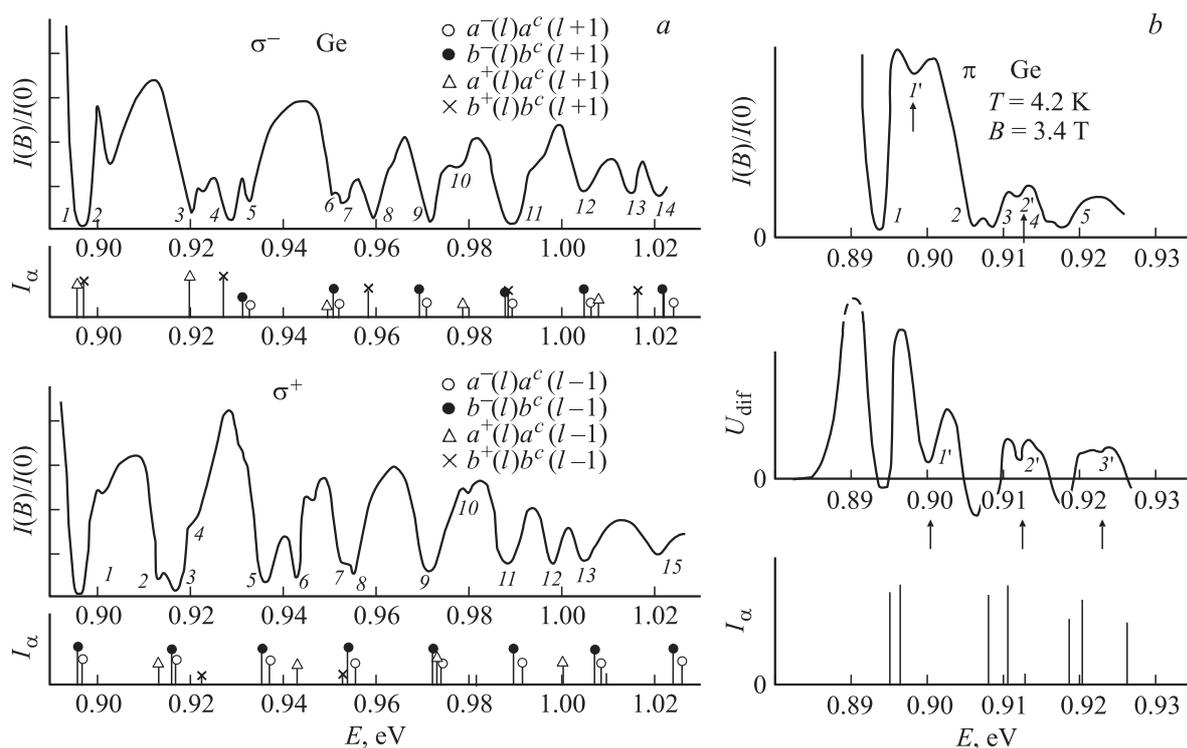


Рис. 2. Спектр ОМП в кристаллах германия (а) и его дифференциальная форма (b) при применении модулирующего электрического поля, параллельного магнитному ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$) Минимумы, помеченные цифрами со штрихом, соответствуют возбужденным состояниям ДЭ.

3. Сильное магнитное поле „одномеризует“ экситон, сообщая ему специфические свойства одномерного состояния.

На рис. 2 приводится зарегистрированный нами в результате этих опытов спектр осциллирующего магнитопоглощения (ОМП) кристаллов германия [11–13] наряду с его модуляционной формой, полученной при одновременном воздействии электрического поля. Дополнительные слабые максимумы, которые по энергетическому положению не могли быть отнесены ни к основным состояниям экситона, ни к переходам между подзонами Ландау, предположительно могли быть обусловлены возбужденными состояниями экситона. Для выяснения природы этих максимумов мы применили электрическое поле, параллельное магнитному ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$), которое не влияет в такой конфигурации на энергетическое положение максимумов. Понятно, что интенсивность линий в дифференциальном спектре соответствует чувствительности к модулирующему полю. Она тем больше, чем больше радиус состояния a^* . Эксперимент показывает, что эти слабые максимумы вырастают в дифференциальном спектре почти до уровня основного состояния, доказывая тем самым экситонную природу и возбужденного, и основного состояний. В то же время ионизация состояний электрическим полем происходит так, что меньшим полем ионизируются возбужденные состояния большого радиуса, тогда как основное состояние ионизируется (исчезает из спектра) при большем значении поля. Именно такое поведение и было зафиксировано нами.

Кулоновское взаимодействие пары электрон–дырка, как правило, не может быть „выключено“ вовсе и существует в любом из случаев межзонного магнитооптического эксперимента. Оно может быть разрушено только экранированием зарядами противоположного знака. Условие экранирования может быть записано как $a^* > r_{scr}$, где r_{scr} — радиус экранирования Дебая–Хьюккеля. Включение магнитного поля модифицирует взаимодействие экситонов со свободными носителями и дефектами, приводя главным образом к стабилизации экситонных состояний. Более того, в сильном магнитном поле, сводящем задачу к одномерной модели, может существовать уже сколь угодно мелкое связанное состояние. Соответственно включение магнитного поля ведет к общему „возгоранию“ поглощения вплоть до значений, в среднем соответствующих чистому (нелегированному) кристаллу. Эффект „возгорания“ экситонного поглощения в магнитном поле иллюстрируется рис. 3, а, показывающим общий рост уровня поглощения в кристалле германия, легированном до критической концентрации $N_D^* \approx 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, необходимой и достаточной для экранирования кулоновского взаимодействия в экситоне без магнитного поля [14], в результате включения и увеличения напряженности магнитного поля. Учет нестационарности экситонных состояний при взаимодействии экситона с рассеивателями, экранирующими зарядами и электрическими полями дает те или иные времена жизни состояния и соответствующие им ширины линий, которые и определяют возможность регистрации в

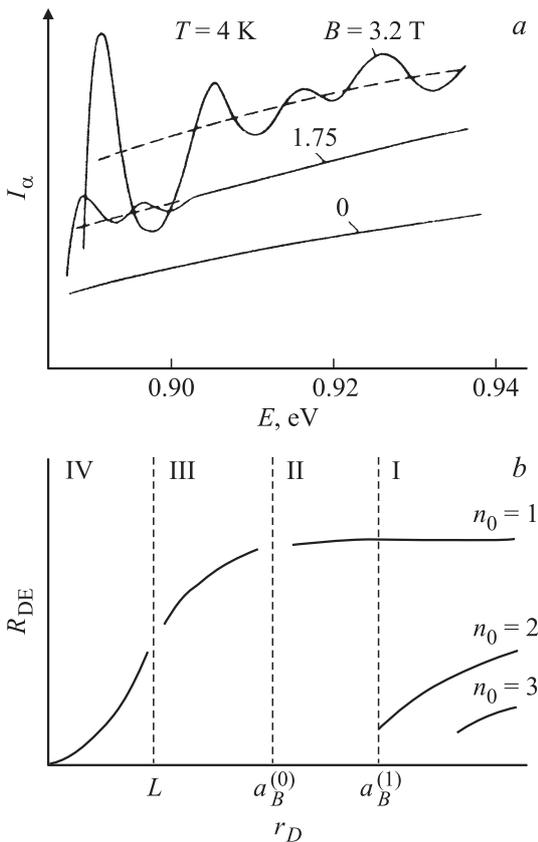


Рис. 3. Эффект „возгорания“ экситонного поглощения в кристаллах германия в результате воздействия магнитного поля, эксперимент (а), энергии связи различных состояний ДЭ в зависимости от радиуса экранирования r_D (b).

спектре линий от возбужденных состояний экситонной серии или от связанных состояний вообще. В случае кристалла, легированного до критической концентрации, когда экситонное поглощение подавлено настолько, что общее поглощение на краю как функция энергии падающего излучения оказывается существенно ниже его значений в нелегированном кристалле, включение магнитного поля ведет к общему „возгоранию“ поглощения вплоть до значений, в среднем соответствующих чистому кристаллу без магнитного поля. „Возгорание“ явилось предметом теоретического исследования, выполненного Дьяконовом, Митчеллом и Эфросом по следам нашего эксперимента [15]. Далее этим эффектом мы будем пользоваться неоднократно. Включение магнитного поля модифицирует взаимодействие экситонов со свободными носителями и дефектами, приводя главным образом к стабилизации экситонных состояний. Рост напряженности магнитного поля будет способствовать образованию экситонных состояний до тех пор, пока не найдутся потенциальные ямы, оказавшиеся способными захватывать дырки и электроны по отдельности, что уже может привести к разрушению экситона. Такую роль могут сыграть, например, флуктуации потенциала в твердых растворах, легированных полупроводниках или же потенциал дефекта. На этом эффекте мы остано-

вимся, в частности, изучая ДЭ в полупроводниковых твердых растворах.

В развитие опытов по „возгоранию“ был выполнен эксперимент с „примесным пробоем“. Образец германия с концентрацией примеси, несколько большей, чем критическая, помещался в гелиевый криостат; при гелиевой температуре примесь вымораживалась, и наблюдавшийся спектр ОМП уже полностью соответствовал спектру „чистого“ образца. После этого прикладывалось электрическое поле, и величина его доводилась до поля примесного пробоя. При этом наблюдалась s-образная вольт-амперная характеристика. Электрическое поле на квазивертикальном участке после пробоя падало во много раз, но тем не менее на нижней квазигоризонтальной ветви происходило заметное гашение ОМП, что естественно связывать с действием „закритической“ концентрации инжектированных электронов при соответствующем увеличении тока, тогда как полевое воздействие было и остается несущественным. Таким образом, наблюдаемое „гашение“ вполне согласуется с интерпретацией опытов по „возгоранию“.

3. Концепция диамагнитных экситонов

Дальнейшее исследование ОМП и экситона в полупроводниках в сильном магнитном поле (оно подробно описано в книгах [16,17]) позволило сформулировать концепцию диамагнитных экситонов [18]. Диамагнитными экситонами нами были названы особые экситонные состояния, возникающие при помещении экситона Ванье–Мотта в сильное магнитное поле. Схематически волновые функции основного состояния экситона Ванье–Мотта и диамагнитного экситона изображены на рис. 4. Условием сильного магнитного поля является соблюдение критерия Эллиота–Лудона (ЭЛ) [19]

$$\beta = (a^*/L)^2 = \hbar\Omega/2R^* \equiv (\epsilon_0^2 \hbar^3 / \mu^2 e^3 c) B \gg 1, \quad (1)$$

где $a^* = (\hbar^2/e^2)(\epsilon_0/\mu)$, $\Omega = \omega_{cycl}^c + \omega_{cycl}^v \equiv eB/\mu c$ — сумма циклотронных частот электрона и дырки, а

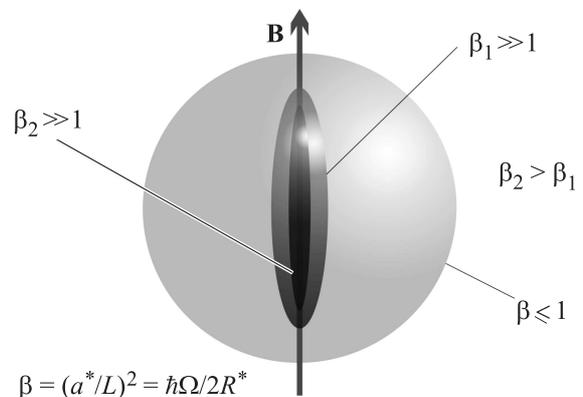


Рис. 4. Схематическое изображение волновой функции основного состояния экситона Ванье–Мотта и ДЭ: для $\beta < 1$ и $\beta \gg 1$.

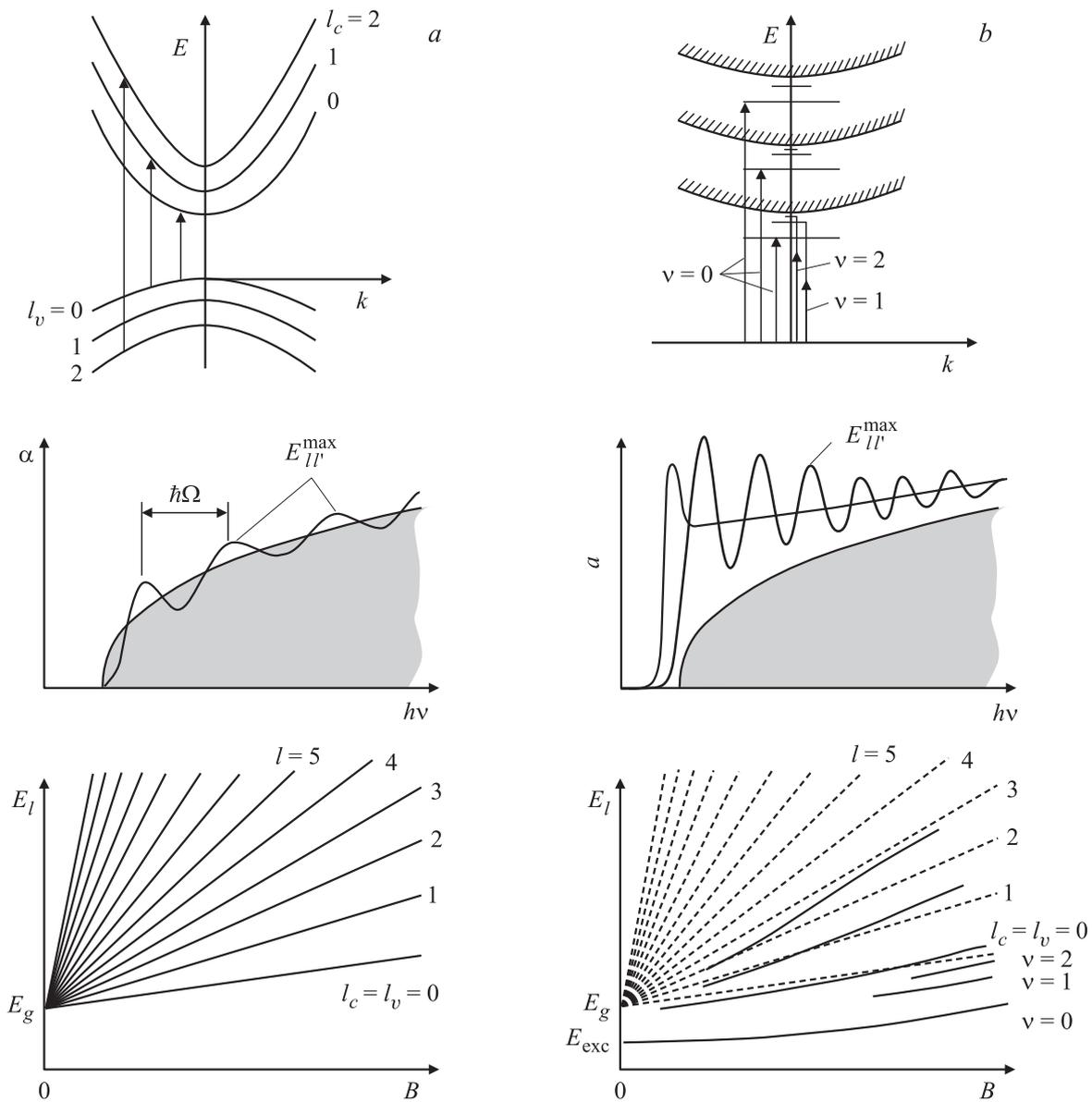


Рис. 5. Сравнение эффектов воздействия магнитного поля без учета кулоновского взаимодействия электрона и дырки (а) и в случае образования ДЭ (б).

$R^* = (\mu e^4 / 2\hbar^2 \epsilon_0^2)$ — эффективный ридберг экситона Ванье-Мотта.

Критерий ЭЛ можно рассматривать как условие и меру степени одномеризации кулоновского движения электрона и дырки, совершающих адиабатически медленное движение вдоль оси z , по которой направлено магнитное поле. Быстрое поперечное движение при этом финитно и имеет масштаб магнитного радиуса $L = (ch/eB)^{1/2}$, „экситонная длина“ a_B уменьшается с ростом B относительно экситонного радиуса при $B = 0$ логарифмически медленно: $a_B = a^* \ln^{-1} \beta$ [18], спектр ДЭ можно представить как суперпозицию спектра переходов между уровнями Ландау и энергий связи ДЭ

$$E_B = E_{lM} - R_\infty^{(1)} / (\nu + \delta\nu_{ug})^2, \quad \nu = 0, 1, \dots \quad (2)$$

Как следует из формулы (2), спектр ДЭ задается спектром переходов между подзонами Ландау E_{lM} и отличается от него только сдвигом в сторону меньших энергий на величину энергий связи ДЭ. Заметим при этом, что в силу многократного преобладания силы осцилляторов в экситонных состояниях спектр E_{lM} на практике никак не выражен, и мы регистрируем только основное и четные возбужденные состояния ДЭ. Чтобы найти скрытые E_{lM} , мы должны сдвинуть зарегистрированный спектр (являющийся спектром ДЭ) на соответствующие энергии связи в коротковолновую сторону.

Оптические переходы, формирующие спектр E_{lM} , приводятся на рис. 1.6 в книге автора [16]. На нем показаны разрешенные оптические переходы между подзонами Ландау в различных поляризациях, прежде всего в

σ^\pm -поляризациях конфигурации Фарадея. Им следуют применяемые в обзоре обозначения регистрируемых оптических переходов в состоянии ДЭ. Так, переходы $a^\pm a^c$ и $b^\pm b^c$ отвечают переходам легких (подзоны $E_{1,2}^+$) и тяжелых (подзоны $E_{1,2}^-$) дырок соответственно на подзоны электронов E_1^c и E_2^c . При этом E_1^c — это электронные подзоны со спином $1/2$ (в спектрах обозначаются a^c), а E_2^c — электронные подзоны со спином $-1/2$ (обозначаются b^c).

В (2) введены следующие обозначения: $\nu = 0, 1, 2, \dots$ — главное одномерное квантовое число, энергии E_{lM} представляют спектр задачи для переходов между уровнями Ландау без учета кулоновского взаимодействия; квантовый дефект $\delta\nu$, являющийся поправкой на конечность магнитного поля B , зависит от числа Ландау l , проекции момента M и напряженности магнитного поля B . Функцией l, M и даже B (в наиболее общем случае) через одномерную приведенную массу оказывается также и $R_\infty^{(1)}$. Ясно, что квазидискретный спектр таких экситонных состояний не ограничивается, как в трехмерном случае, краем поглощения E_g , а простирается далеко в область $E > E_g$. На рис. 5, a и b приводится сравнение магнитооптических эффектов при переходах между подзонами Ландау непосредственно с диамагнитным экситоном.

Таким образом, спектр водородоподобной системы в сильном магнитном поле можно описывать последовательностью взаимодействующих в оптических переходах подзон Ландау, к каждой паре которых примыкают один синглетный ($\nu = 0$) и ряд дублетных ($\nu > 0$) уровней, образующих при достаточно больших ν кулоновскую серию. При увеличении напряженности магнитного поля B величины квантовых дефектов $\delta\nu_{ug}$ уменьшаются, что в свою очередь приводит к увеличению энергии связи ν -го состояния.

4. Квазиандауская магнитоспектроскопия ридберговских состояний экситона

Концепция ДЭ, детально развитая, в частности, для алмазоподобных полупроводниковых кристаллов, позволила удовлетворительно объяснить и описать большинство имевшихся экспериментальных данных [16,17]. Особую ценность представляли при этом получаемые параметры зонной структуры различных полупроводников. Следует заметить, однако, что эта концепция оказалась бессильной при объяснении и обсчете результатов магнитооптики некоторых относительно широкозонных полупроводниковых кристаллов, в частности той самой закиси меди, с которой началась история диамагнитных экситонов. Принципиальной особенностью закиси меди являлось существование еще до приложения магнитного поля развитой („длинной“) серии экситона Ванье–Мотта. Как известно, в этом отношении закись меди

уникальна, и в оптических спектрах края поглощения наиболее совершенных образцов удастся наблюдать много возбужденных (ридберговских) состояний экситонной водородоподобной серии, вплоть до состояний, характеризуемых главным квантовым числом $n_0 = 9!$ Отметим, что недавно в научной печати появился ряд публикаций, объявивших об обновлении исторического эксперимента Гросса и Каррьева [1]. В них на уникально совершенном и чистом естественном монокристалле Cu_2O , добытом в коях Намибии, при использовании наиболее современной системы регистрации спектра, позволявшей разрешать спектральные линии шириной порядка 1.2 MHz (5 neV), удалось зарегистрировать водородоподобную серию с главным квантовым числом вплоть до $n_0 = 25$ [20,21]! При этом старшие члены серии, достигая заполнения волновой функцией сферы диаметром более $2 \mu\text{m}$, начинают проявлять отклонения от водородоподобности, описываемые „ридберговской“ блокадой, связанной с ограничением числа квазичастиц, способных заполнить объем исследуемого образца, или с диполь-дипольным взаимодействием между соседними экситонами. В работах [20,21] подчеркивается наличие заманчивых прикладных перспектив использования свойств ридберговских состояний в твердых телах (см. также [22]).

Возвращаясь к магнитооптике ридберговских состояний экситона в полупроводниках, обратим внимание на некоторого рода двойственность поведения в магнитном поле полупроводника с ридберговскими состояниями экситона. В то время как старшие члены серии, способствуя выполнению модифицированного критерия ЭЛ (см. далее (3)), обеспечивают „квазиандаускую“ спектроскопию диамагнитного экситона в лабораторно доступных магнитных полях, т.е. демонстрируют эффекты сильного поля, младшие члены серии подчиняются „слабополевым“ эффектам, таким как эффект Штарка и эффект Зеемана, а также диамагнитный сдвиг. В результате гигантского диамагнитного сдвига старшие члены серии достигают края диссоциации и образуют осцилляции континуума (что является уже эффектом сильного поля).

Регистрация длинных серий, включающих помимо основного еще и возбужденные состояния экситона, требует не только наличия материала высокого кристаллофизического совершенства, но и умения изготовить из него тончайшие образцы с толщиной порядка длины поглощения ($d \sim \alpha_{\text{max}}^{-1}$), составляющей величину от малых долей микрометра до единиц микрометра). При этом важно не внести в образец механические дефекты или неоднородные напряжения, а также удержать плотность поверхностных состояний минимальной (в Cu_2O это требование несколько ослаблено в связи с дипольно-запрещенным характером прямых переходов по соотношениям симметрии, и возможно применение образцов с толщиной порядка $10-30 \mu\text{m}$).

Впервые в GaAs нам удалось исследовать магнитооптику ридберговских состояний экситона в результа-

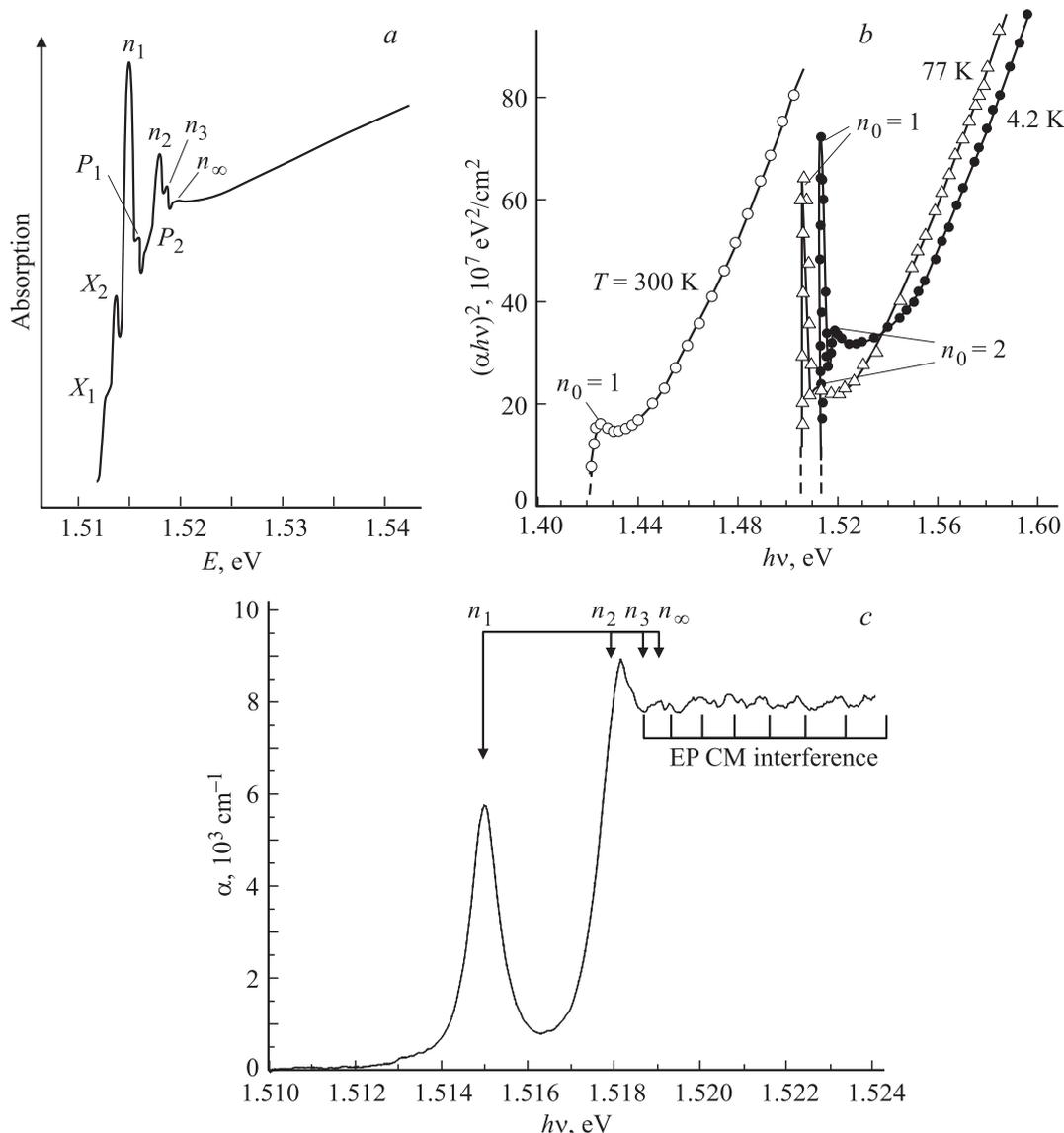


Рис. 6. Сигнал, обратный оптическому пропусканию (T^{-1}) образцов GaAs, X_1, X_2, P_1, P_2 — экситон-примесные комплексы (1972 г.) (a); край поглощения в координатах $(\alpha hv)^2 - hv$ (b); коэффициент поглощения на краю поглощения микронных образцов GaAs, полученных методом МПЭ (c). Видна интерференция центра масс экситонного поляритона (EP CM interference).

те использования относительно „толстых“ высокосовершенных гомоэпитаксиальных слоев, показывавших близкую к теоретически предельной низкотемпературную подвижность электронов¹ — $(1-2) \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$. Были применены последовательно механическая обработка, химическое травление и отжиг в чистом водороде. Для измерений образцы помещались в специальные боксы из покровного стекла и далее в криостате непосредственно в среду жидкого гелия при откачке. На таких образцах была впервые зарегистрирована длинная серия экситона Ванье–Мотта в GaAs [23,24], включающая в себя (без магнитного поля) состояния с главным квантовым числом $n_0 = 1, 2, 3$ и квази-континуум при

¹ Эпитаксиальные кристаллы такого качества впервые были любезно предоставлены нам И.Е. Марончуком.

$n_0 > 3$ (рис. 6). Помещение таких образцов в сильное магнитное поле позволило впервые наблюдать уникальные спектры магнитопоглощения (рис. 7). Эти спектры, являясь по существу спектрами диаманитного экситона, обладают рядом принципиальных особенностей, и их полная детальная расшифровка потребовала применения представлений о квазиодномерных сериях диаманитного экситона, а также о переходах по различного рода дополнительным правилам отбора [23,24]. В этих спектрах также впервые наблюдались резонансы Фано, характерные для взаимодействия дискретных состояний диаманитного экситона с его же „одномерным“ континуумом (рис. 8). При этом спектры ДЭ в [24] состояли из множества узких линий, напоминающих по структуре скорее атомные абсорбционные спектры, чем „классиче-

ское“, т.е. осциллирующее, магнитопоглощение. Длинные серии далее нами наблюдались впервые не только в GaAs (1971–1973 гг.) [23,24], но и в InP (1989 г.) [25], CdTe (1990 г.) [26,27], а также в ZnTe и ZnSe [28–31]. Остановимся на магнитооптических экспериментах с InP [32], демонстрирующих весь комплекс особенностей квазилендауского магнитопоглощения ридберговских состояний экситона в полупроводниках, в том числе серии возбужденных состояний ДЭ, а также весьма резкий переход от режима слабого к режиму сильного поля (рис. 9, 10).

Исследование поведения высоковозбужденных состояний атомов и молекул, как известно, легло в основу нового направления физики, сыгравшего заметную роль в развитии физики межзвездной материи и названного спектроскопией ридберговских атомов и молекул (см., например, [22,33,34]). Свойства ридберговских атомов естественно рассмотреть с позиций применения к аналогу атома водорода в полупроводниках, т.е. к экситону. Свойства водорода и его возбужденных состояний сравниваются в таблице со свойствами возбужденных состояний экситона в типичном полупро-

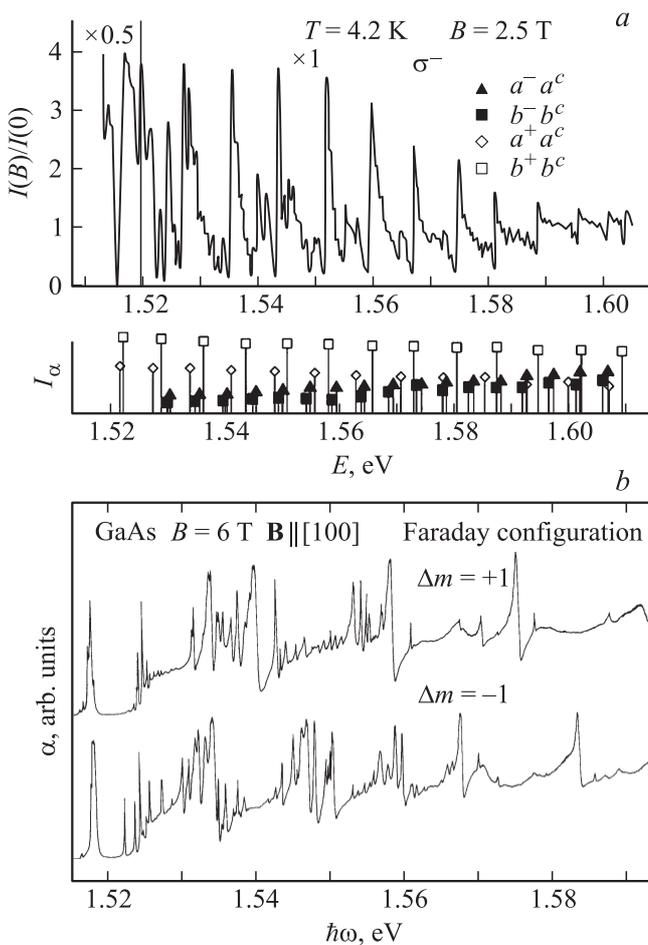


Рис. 7. Спектры ДЭ в кристаллах GaAs. *a* — на образце со спектром поглощения, приведенным на рис. 6, *a* (1973 г.), *b* — наиболее подробный спектр ДЭ, полученный в 1994 г.

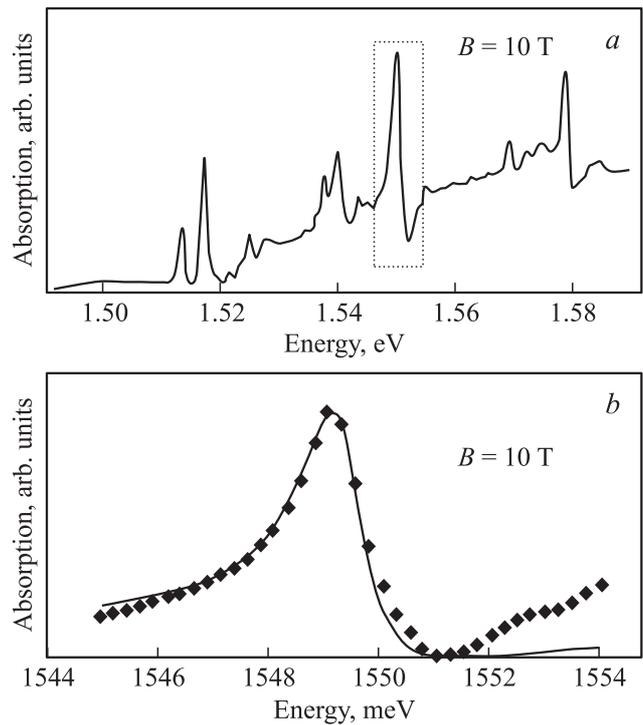


Рис. 8. Иллюстрация проявлений эффекта Фано. *a* — фрагменты спектра ДЭ, типичные для эффекта Фано (выделены прямоугольником), *b* — отдельный фрагмент и его подгонка под функцию Фано.

водниковом соединении с усредненными параметрами, приближающимися к параметрам InP [32]. Видно, что возбужденным орбитам водорода с главным квантовым числом порядка 30 в таком полупроводнике благодаря высокой диэлектрической проницаемости и малой эффективной массе электрона вполне соответствует экситон с главным квантовым числом 3–4. Это позволяет применительно к ридберговским состояниям экситона в полупроводниках предложить запись критерия ЭЛ в следующем виде, впервые сформулированном Жиличем и Монозоном [35,36]:

$$\beta n_0^2 \gg 1. \tag{3}$$

Из (3) следует, что режим сильного поля для возбужденных состояний может быть реализован в n_0^2 раз меньшем по величине напряженности магнитном поле. Соответствующие зависимости положений максимумов поглощения от магнитного поля при соблюдении этого условия окажутся линейными (как для уровней Ландау), тогда как при полях, меньших критического, обеспечивающего $\beta n_0^2 = 1$, зависимости близки к квадратичным (в соответствии с диамагнитным сдвигом в полупроводниковых кристаллах). Это обстоятельство хорошо иллюстрируется рис. 10 на примере InP [32]. Далее мы продемонстрируем аналогичные графики, построенные на основе экспериментального материала для других кристаллов. Здесь построение графика ведется

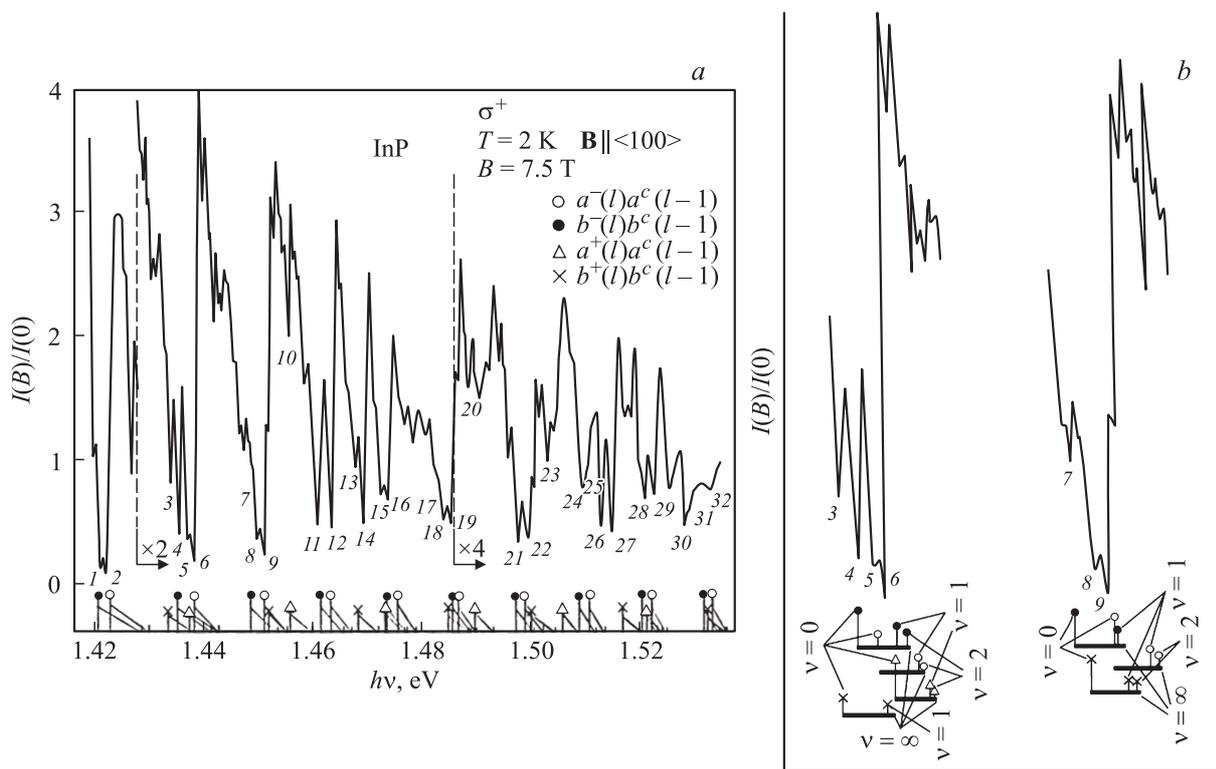


Рис. 9. Комплекс особенностей спектров ДЭ. *a* — вид спектра ДЭ в InP с его расшифровкой (внизу), вертикальные штрихи отмечают край диссоциации серии ДЭ; *b* — выделенные из спектра ДЭ отдельные серии ДЭ с одномерным квантовым числом InP $\nu = 0, 1, 2$.

в двойном логарифмическом масштабе: в координатах $\ln(E_{\max} - E_n^0) - \ln B$, где E_n^0 — энергия дискретного состояния экситонного спектра при $B = 0$. Такие же зависимости получены для GaAs, CdTe, SnO₂ и ряда других полупроводниковых кристаллов. Примечательно то обстоятельство, что переход от квадратичного к линейному участку часто является довольно резким и позволяет установить максимальный номер возбужденного состояния экситона, участвующего в образовании спектра ДЭ. Так, из рис. 10 становится очевидным, что в образовании „осциллирующего“ спектра участвует $n_0 = 4$, а возможно, и $n_0 = 5$. В первом приближе-

нии можно считать, что если при $B = 0$ наблюдается высшее возбужденное состояние n_0^* , то критическому полю B^* образования „осциллирующего“ спектра будет соответствовать приблизительно $B^*(n_0^* + 1)$. Таким образом, формирование квазиленданауского спектра происходит при достижении $\beta^* \geq 1$ для наиболее высокого ридберговского состояния экситона, иногда еще не регистрируемого при $B = 0$, но возгорающегося в магнитном поле эксперимента.

Убедившись в адекватности метода расчета энергий связи R_{DE} , предложенного в [32], мы можем приступить к установлению замаскированного сильным экситонным

Сравнительная таблица параметров различных орбит атома водорода и возбужденных состояний экситона (на примере InP) и критические поля: магнитное $B^*(\beta = 1)$ и электрическое $E^*(\varphi = 1)$

Параметр	Зависимость от n_0	Единица измерения	Атом водорода		Полупроводник			
			$n_0 = 1$	$n_0 = 30$	Коэффициент	$n_0 = 1$	$n_0 = 2$	$n_0 = 3$
$\langle r \rangle, d^*$	$a_0 n_0^2$	10^{-8} cm	0.53	480	ϵ_0/μ	106.0	424.0	954.0
v_e	v_0/n_0	$10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$	220	7.3	$1/\epsilon_0$	22.0	11.0	7.3
τ	$\tau_0 n_0^3$	10^{-12} s	10^{-4}	4.1	ϵ_0^2/μ	0.2	1.6	5.4
Ry	Ry/n_0^2	10^{-3} eV	13600	15	μ/ϵ_0^2	6.8	1.7	0.8
$\Delta E(\Delta n_0 = 1)$	$2Ry\Delta n_0 n_0^{-3}$	10^{-3} eV	10000	1	μ/ϵ_0^2	5.0	0.6	0.2
$E^*(\varphi = 1)$	$\sim Ry/\alpha_0 n_0^4$	$10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$	$5.1 \cdot 10^6$	6.4	μ^2/ϵ_0^3	12.8	0.8	0.16
$B^*(\beta = 1)$	$a_0^{-2} n_0^{-2}$	T	$2.5 \cdot 10^5$	$2.7 \cdot 10^2$	μ^2/ϵ_0^2	6.25	1.56	0.69

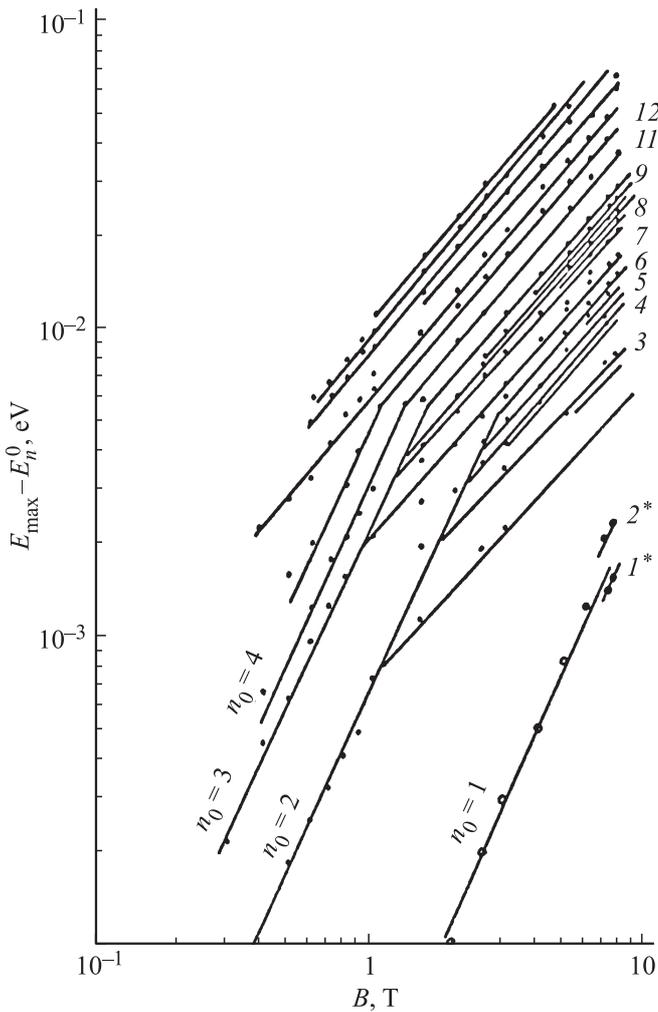


Рис. 10. Всерные диаграммы в логарифмическом масштабе в случае InP. Показаны главные квантовые числа экситона, участвующего в образовании спектра ДЭ, $n_0 = 1, 2, 3, 4$. Справа указан порядковый номер минимума в спектре ДЭ на рис. 9, а; 1^* и 2^* — ветви зеемановского расщепления $n_0 = 1$.

поглощением спектра переходов между подзонами Ландау $E_{ll'}$ путем прибавления R_{DE} к энергиям экспериментального спектра ДЭ E_{DE} . Это при правильной расшивке спектра оптически взаимодействующих уровней Ландау $E_{ll'}$ открывает дорогу к вычислению согласованного набора зонных параметров кристалла. В таблице приводится сравнение параметров движения электрона на высоковозбужденных орбитах ридберговских атомов водорода с параметрами возбужденных состояний экситона в полупроводнике на примере InP.

Из таблицы видно, что параметры движения электронов в InP на возбужденных ридберговских орбитах экситона с главным квантовым числом $n_0 = 3-4$, а также реакция на воздействие электрического или магнитного полей вполне соответствуют атому водорода с $n_0 \approx 30$.

На рис. 9, а, б представлены фрагменты спектра поглощения InP [32], демонстрирующие серии диамагнитного

экситона, включающие ряд одномерных возбужденных состояний и показывающие участие ДЭ в образовании спектра магнитопоглощения в InP.

Понятно, что неравенство (3) не может служить источником удовлетворительного критерия малости, необходимого для расчетов энергий связи диамагнитных экситонов R_{DE} , так как число n_0 в принципе не ограничено. Очевидно, что в (3) следовало бы использовать n_0^* , регистрируемое при $B = 0$, однако и это не создает достаточной строгости, в частности из-за отмеченной выше возможности „возгорания“ в магнитном поле не только основного, но и более высоковозбужденных состояний экситонной серии.

Таким образом, критерий (1) — Эллиота–Лудона — остается единственной и необходимой предпосылкой к строгому теоретическому решению проблемы диамагнитного экситона, причем на нескольких этапах решения этой задачи его выполнение требуется в различной степени строгости. Рассмотрим более детально попытку решения этой задачи, предпринятую нами в [32], так как этот подход остается ключевым и для ряда других случаев. Принципиальной основой известных решений задачи является адиабатическое разделение переменных в исходном уравнении Шредингера (см., например, [16,17]), описывающем экситон Ванье–Мотта в сильном магнитном поле, что делает возможным дальнейшее его описание системой из двух уравнений: двумерного (для взаимодействующих в оптических переходах подзон Ландау)

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi(\rho) + \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 \sqrt{\rho^2 + z^2}} - \frac{\rho^2}{8\mu L^4} \right) \psi(\rho) = E(z) \psi(\rho) \quad (4)$$

и одномерного (для энергии связи экситона)

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + E - E(z) \right) \varphi(z) = 0. \quad (5)$$

Учет зонной структуры алмазоподобных полупроводников с четырехкратным вырождением вершины валентной зоны при $\mathbf{k} = 0$ выполнен Гельмонтом и др. (см. [37]), где энергии связи ДЭ искались в адиабатическом приближении из одномерного уравнения Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_{\lambda,n}} \frac{d^2}{dz^2} + U_{l,M,\lambda}(z) \right) \psi(z) = E \psi(z). \quad (6)$$

Здесь $\mu_{\lambda,n}$ — приведенная продольная масса электрона и дырки на уровне Ландау с номером n серии λ . Адиабатический потенциал имеет вид

$$U_{l,M,\lambda} = -\frac{e^2}{\epsilon_0} \frac{1}{L} \int_0^{2\pi} d\varphi \int \frac{d\xi}{\sqrt{2\xi + \frac{z^2}{L^2}}} \left| \Phi_{l,M}(\xi, \varphi, \lambda) \right|. \quad (7)$$

Здесь $\xi = \frac{\rho^2}{2L^2}$, и усреднение кулоновского потенциала производится на волновых функциях $\Phi_{l,M}$, описывающих движение экситона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Полное обоснование применяемого

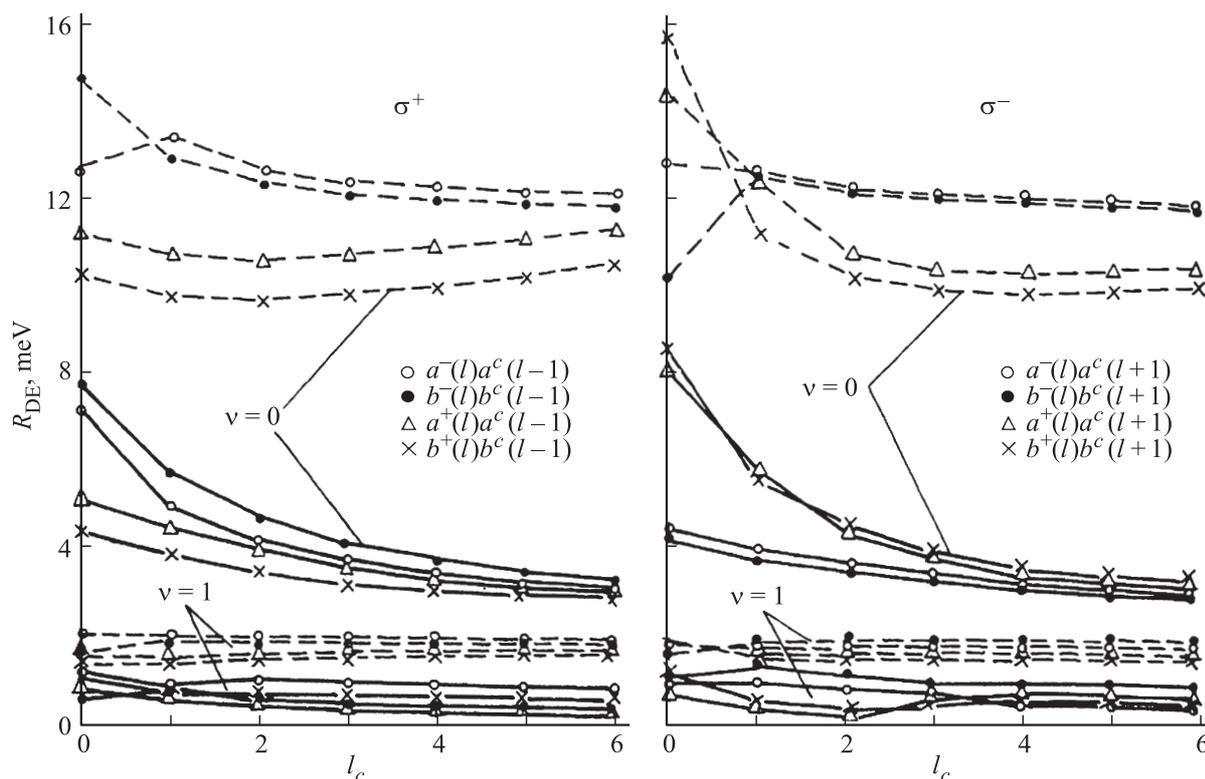


Рис. 11. Энергии связи ДЭ в InP. Штриховые линии — результаты аналитического расчета, справедливого для очень больших $\beta \gg 1$ и для возбужденных состояний ДЭ.

здесь метода дается соблюдением критерия ЭЛ или для заметного превышения E_g , т.е. спектра при $E \gg E_g$, условием

$$\beta l > 1. \tag{8}$$

Критерий ЭЛ эквивалентен требованию малости расстояния между энергетическими уровнями собственных значений (6) по сравнению с интервалами между собственными значениями (5). Аналитического метода строгого решения (6) при произвольном магнитном поле β , к сожалению, не существует.

Считая адиабатическое приближение обоснованным уже самим фактом существования квазилендандовской последовательности максимумов в экспериментальном спектре, мы в [32] сочли возможным для уровней энергии, существенно превышающих E_g , получить искомые значения энергий связи путем численного решения одномерного уравнения (6) без наложения каких-либо ограничений на величину магнитного поля, или β . При этом, вычисляя потенциал $U(z)$, мы выполнили усреднение кулоновского потенциала на волновых функциях, описывающих движение экситона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, в алмазоподобном полупроводнике. В этом адиабатическом потенциале образуются бесконечные серии одномерных состояний ($\nu = 0, 1, \dots$), примыкающих к соответствующему переходу между уровнями Ландау (Латтинджера) валентной зоны и зоны проводимости как к краю диссоциации.

Спектр таких переходов для алмазоподобных полупроводников может быть описан уравнениями Пиджена–Брауна [38] при соответствующих правилах отбора. Далее нижние состояния каждой серии ДЭ ($\nu = 0$ и 1) вычислялись вариационным методом. При этом пробная функция выбиралась в виде разложения по ортогональной серии осцилляторных функций

$$g(z) = \sum_j^{16} C_j \exp\left(-\frac{\alpha z^2}{2}\right) H_j(\sqrt{\alpha z}),$$

где $H_j(\sqrt{\alpha z})$ — полиномы Эрмита, C_j — вариационные параметры. Выбор $j = 16$ определялся компромиссом между достигаемой точностью и резервом машинного времени для вычисления. Для четных состояний эта сумма содержит только четные полиномы Эрмита, нечетные состояния ввиду оптической неактивности в дальнейшем не исследовались. Полученные расчетные значения энергий связи для этих состояний ДЭ в InP приводятся на рис. 11 для различных квантовых чисел Ландау электрона l_c наряду с результатами аналитического расчета по формулам из работы [37], „хорошо“ работающего при $\beta \gg 1$ (см. также [16,17]). Как видно, численный расчет дает уже для случая $B = 7.5$ Т применительно к InP существенно меньшие значения R_{DE} , чем аналитическая процедура. Разница уменьшается с увеличением одномерного квантового числа, но остается значительной еще для $\nu = 1$, т.е. для первого возбужденного четного состояния ДЭ.

4.1. Диаманитные экситоны в кристаллах InP. Использование расчетных значений энергий связи дает возможность установить гипотетические положения энергий для переходов между уровнями Ландау, никак не выраженные в экспериментальных спектрах. На рис. 9, а их положение отмечено вертикальным штрихом как край диссоциации серии ДЭ. Этими краями мы и воспользуемся далее, чтобы рассмотреть возможность установления наиболее адекватного набора параметров зонной структуры этого кристалла. Имеется метод прямого и независимого установления циклотронных частот (и эффективных масс) электронов и дырок в зависимости от энергии, например, путем сравнения спектров поляризации σ^+ и σ^- , или g -фактора при сравнении спектров σ - и π -поляризации. Так, выбирая переходы из σ^+ - и σ^- -спектров $a^\pm(l_c + 1)a^c(l_c)$ или $b^\pm(l_c + 1)b^c(l_c)$ и $a^\pm(l_c)$ или $b^\pm(l_c - 1)b_c(l_c)$ и вычитая из энергетических положений первых вторые, получим удвоенные циклотронные энергии тяжелых (-), или легких (+) дырок при соответствующих энергиях v -зон.

Сопоставляя оптические переходы из σ^- и σ^+ -спектров, построенные в соответствии с действующими правилами

отбора, всегда можно найти переходы с одного и того же уровня дырки на различные уровни электрона (они будут отличаться на 2) или, наоборот, с двух различных уровней (по числу Ландау, но одной и той же серии) дырки (они также будут отличаться на 2) на один и тот же уровень электрона. Их разность даст удвоенные циклотронные энергии электронов или дырок соответственно. Таким образом, мы как бы реализуем циклотронный резонанс электрона или дырок. Однако относить полученные массы придется к некоторому уровню, находящемуся посередине — между уровнями, которые сопоставлялись.

Обратные эффективные массы электронов на дне зоны проводимости и легких дырок вблизи вершины v -зоны в зависимости от $2l_c - 1$ и $2l_v^+ + 1$ соответственно можно вычислить по рис. 12. Для массы тяжелых дырок энергетическая зависимость обычно практически отсутствует, масса составила $m_{hh}^{*(100)} = 0.52m_0$. Наклон зависимостей на рис. 12 определяется непараболичностью соответствующих зон и дает ценные аргументы для выбора (уточнения) „кейновского“ параметра зонной структуры E_p и учета вклада высших зон проводимости в рамках пятизонной модели.

4.2. Диаманитные экситоны в кристаллах GaAs. Классическое условие наблюдения осцилляций магнитопоглощения в GaAs можно было соблюсти уже при комнатной температуре на материале широкодоступного качества еще в начале 60-х годов. Но неоднократные попытки наблюдать ОМП, предпринятые нами тогда, как уже отмечалось, неизменно оканчивались неудачей. ОМП в GaAs впервые наблюдалось Врехеном только в 1968 г. при применении значительно более сильных магнитных полей, чем имевшиеся в нашем распоряжении [39]. Он же предпринял попытку анализа спектров и установления зонных параметров этого кристалла. Совмещения экспериментального спектра с теоретическим для переходов между подзонами Ландау удавалось добиться только начиная со второй-третьей групп максимумов и только при условии искусственного смещения теоретического спектра на 3–4 meV в сторону меньших энергий, что можно было бы рассматривать как указание на необходимость учета экситонных эффектов. В [39] был впервые предложен упрощенный метод их учета, сводившийся к введению эффективного ларморовского радиуса L^* , масштабируемого как $L^{*2} = L^2(2l + 1)$, что дает возможность, пользуясь зависимостью энергии связи от магнитного поля для $l = 0$, оценить ее для других l , меняя в $2l + 1$ раз масштаб по полю:

$$R_{DE}(0, B) = R_{DE}(l, \theta),$$

где $\theta = B/2(2l + 1)$.

Метод был успешно применен нами в [40]. Позднее [41] было показано, что такой прием в принципе может быть строго обоснован, но требует некоторого уточнения. Соответствующий расчет позволил в [41] более корректно вычислить энергии связи для переходов на уровни Ландау $l_c > 1$, пользуясь данными для

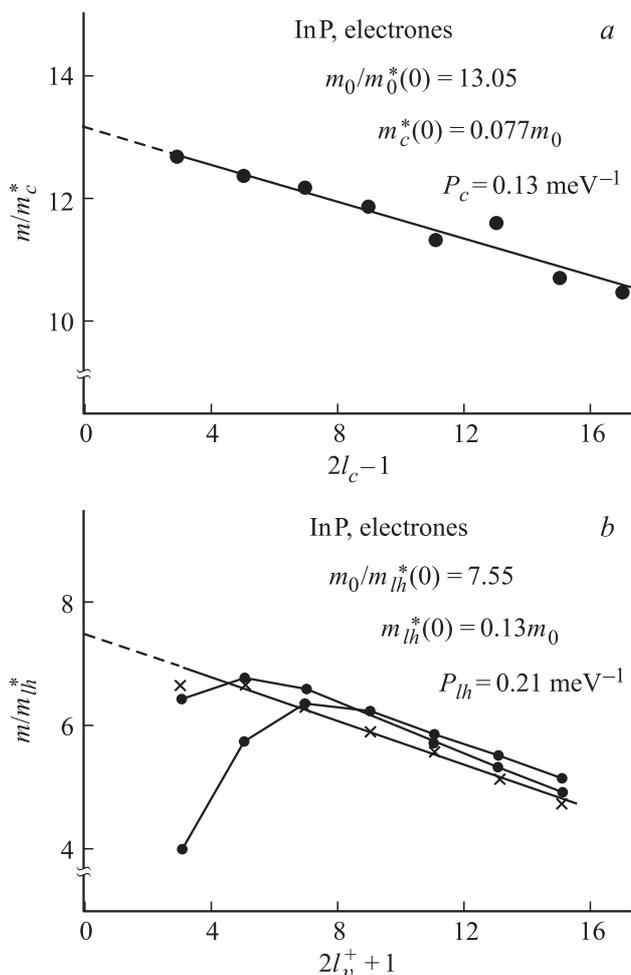


Рис. 12. „Прямой“ расчет зонных эффективных масс в InP. а — эффективная масса электрона, б — эффективная масса легкой дырки.

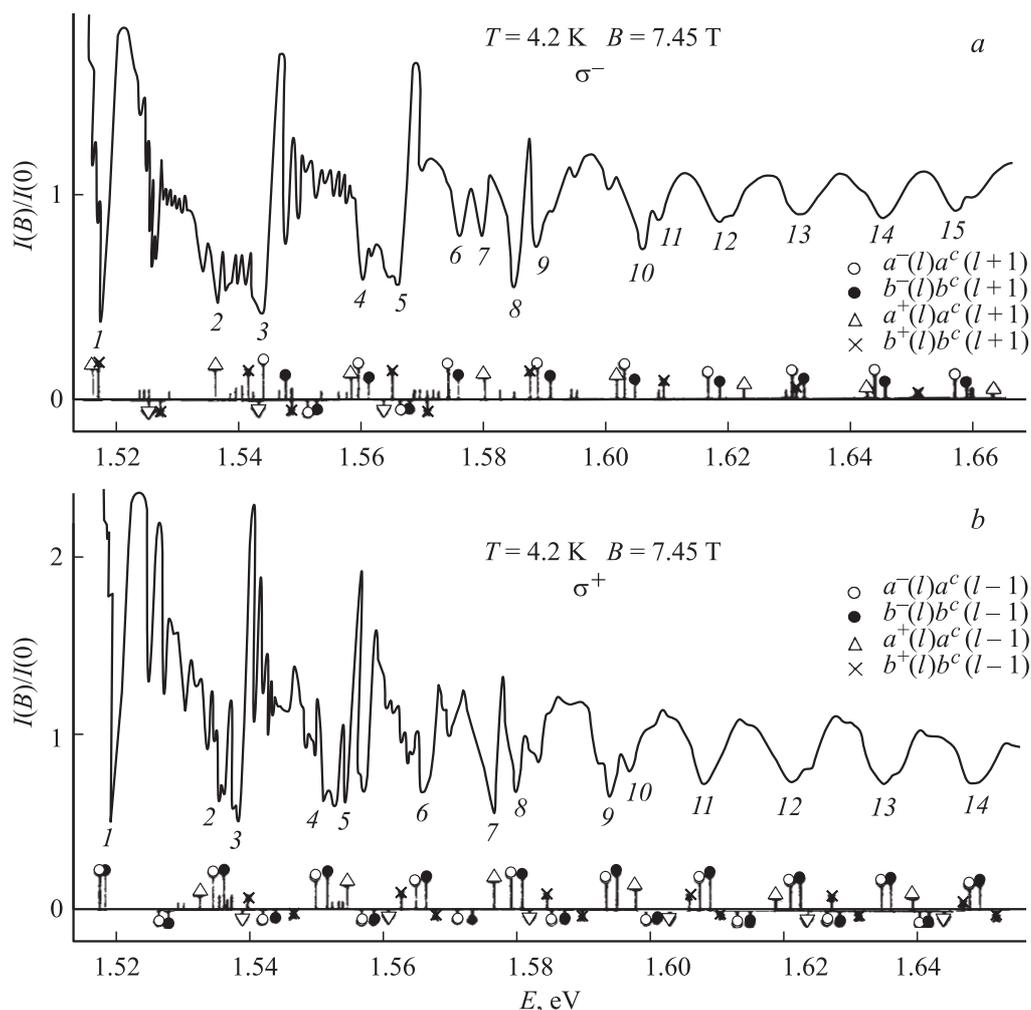


Рис. 13. Регистрация спектра ДЭ в GaAs и теоретический спектр по Пиджену–Брауну с поправкой на энергии связи ДЭ, полученные при упрощенном расчете. Поляризации σ^- (a) и σ^+ (b). На полях приведены обозначения переходов. Ниже оси абсцисс показаны положения краев диссоциации экситонных серий, не проявляющиеся в экспериментальных спектрах.

диаманитного сдвига основного состояния экситона в GaAs, полученными в эксперименте или в вариационном расчете [42,43]. Сопоставление эксперимента и теоретического спектра, скорректированного на энергии связи ДЭ, полученные в пределах такого расчета (рис. 13), показывает удивительно высокую для столь упрощенного расчета степень соответствия с экспериментом. В эксперименте применялись магнитные поля с индукцией ~ 7.5 Т, в которых достигаемое значение β не превышает для GaAs величины $\beta = 2.5$. Тем не менее при использовании обсуждавшегося выше метода сравнения спектров σ^+ - и σ^- -поляризации удастся получить значения ключевых параметров зонной структуры GaAs и приступить к формированию относительно полного набора параметров зон, которые можно использовать как „затравочные“ для различных вычислений. Отметим, что, так как величина $R_{DE}(l, B)$ относительно слабо зависит от l и B при больших l и B , ошибка, происходящая от неточного знания $R_{DE}(l, B)$, минимизируется. Так, соответствующая зависимость для

эффективной массы электрона от l удовлетворительно аппроксимируется прямой с наклоном $p_c = 0.14 \text{ meV}^{-1}$, пересекающей ось ординат при $E_c^0 = 15.2 \pm 0.2 \text{ meV}$, что дает эффективную массу на дне зоны проводимости $m_c^* = 0.0658 \pm 0.0008m$; это находится в пределах точности хорошо установленной массы циклотронного резонанса. Описанным способом ведется построение энергетической разности двух соответствующих переходов в σ^+ - и σ^- -спектрах, т.е. переходов с одного и того же дырочного уровня на два уровня электрона (через один), равной при делении на 2 величине средней для этих уровней циклотронной энергии электрона, т.е. ее обратная величина, деленная на циклотронную энергию свободного электрона $E_c^0 = 15.2 \text{ meV}$, равна эффективной массе электрона. При построении зависимости от номера этого среднего уровня и при ее продолжении до пересечения с осью ординат получим относительную обратную эффективную массу электрона m_0/m_c^* при $l_c = 0$ (см. рис. 12). Достаточно надежные данные были получены нами в пределах этого же метода для эф-

фактивных масс тяжелой и легкой дырок ($m_{hh}^* = 0.435m$ и $m_{lh}^* = 0.085m$), а также для коэффициента непараболичности зоны легких дырок, причем непараболичность тяжелой дырки, естественно, и вовсе не обнаруживается. Ее поведение демонстрирует только вполне предсказуемое некоторое уменьшение эффективной массы на нижнем уровне Ландау с $l_{hh} = 1$. Однако в дальнейшем мы всегда отдавали предпочтение численным расчетам энергий связи на основе (6) как более прямым и точным. Тем не менее к такого рода упрощенному вычислению энергий связи ДЭ мы с успехом прибегали в тех случаях, когда для прямого расчета не хватало исходных данных. Так, расчет с применением эффективного ларморовского радиуса нами был применен в экспериментах с магнитооптикой спин-орбитально отщепленной валентной зоны (С-зоны) в GaAs [40] и в случае поликристаллических слоев халькопирита CuInSe₂ [44].

Уже в самых первых экспериментах по магнитоспектроскопии ридберговских состояний экситона в GaAs (например, в [23,24]) выявилась одна неожиданная, но весьма характерная особенность спектральных линий. Они имели отчетливо выраженный длинноволновый „хвост“ и резкий обрыв со значительным углублением в фоновое поглощение с коротковолновой стороны (рис. 8). Предпринимались различные попытки объяснить этот феномен (см., например, [17,41]), но первое исчерпывающее объяснение этого явления дал Чемла [45] в докладе на Международной конференции „Excitonic processes in condensed matter“ в Бостоне, сославшись при этом на нашу работу [24] как на первое экспериментальное наблюдение этого эффекта магнитооптике полупроводников. Располагая тонкими образцами GaAs высокого совершенства, мы немедленно выполнили новые эксперименты по магнитопоглощению этого кристалла, обращая повышенное внимание на форму линий спектра [46]. При этом мы впервые прибегли к количественному анализу магнитопоглощения. Как правило, для достижения основных целей магнитооптического эксперимента, а именно для анализа структуры зон и установления соответствующих зонных параметров, достаточным является установление энергетических положений особенностей магнитооптического спектра, например минимумов интенсивности линий пропускания в магнитном поле, отнесенных к тому же спектру без приложенного поля $I(B)/I(0)$. Приведенные на рис. 14, *a, b* спектры построены количественно, в единицах коэффициента поглощения [cm^{-1}]. Штриховой линией показан спектр $\alpha(h\nu)$ при $B = 0$. Под спектром ДЭ приводится его расшифровка в терминах уравнений Пиджена–Брауна, прямоугольниками выделены линии, дополнительно анализируемые в [46]. Полученные спектры вполне типичны для магнитооптики ридберговских состояний экситона, когда при $B = 0$ помимо основного детектируется по крайней мере одно возбужденное состояние ($n_0 = 2$). При этом полный спектр образуется наложением отдельных серий ДЭ, состоящих из дискретных линий и континуума. Эти дискретные линии в алмазоподобном полупроводнике

принадлежат оптически активным комбинациям четырех последовательностей квантовых состояний в валентной зоне и двух в зоне проводимости. Таким образом, мы можем ожидать множественных наложений дискретных

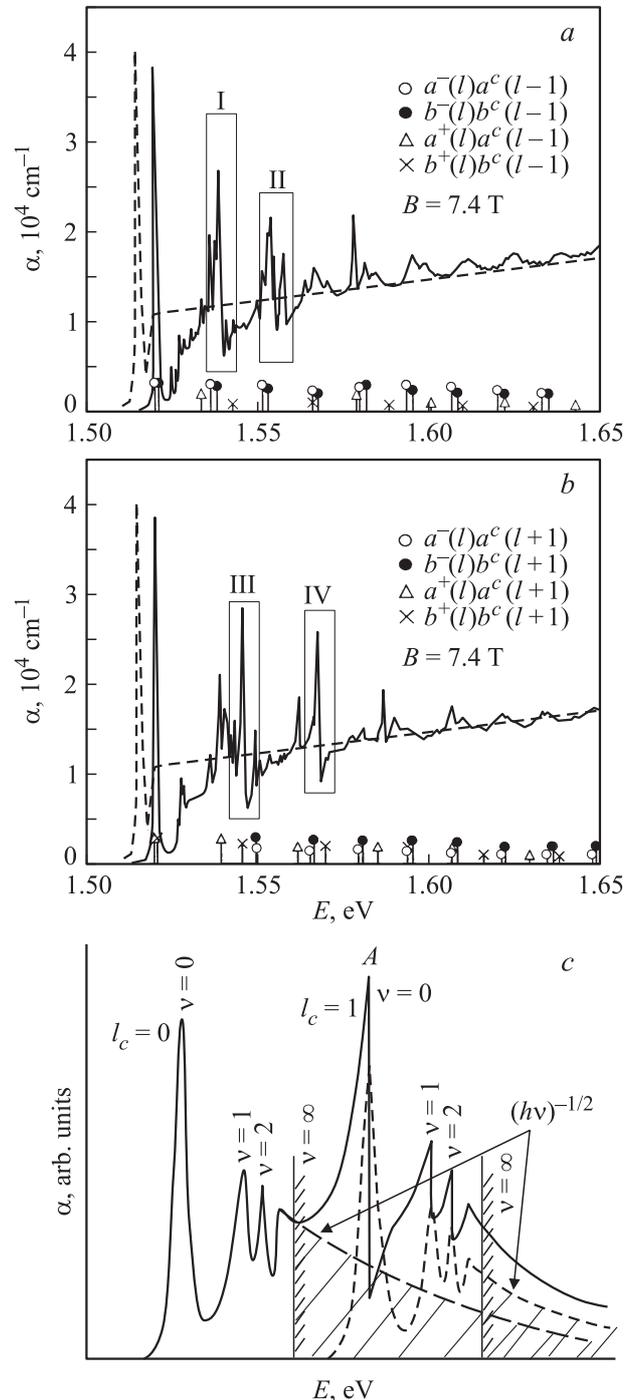


Рис. 14. „Количественные“ спектры ДЭ в GaAs для право- (*a*) и левоциркулярной (*b*) поляризации с фрагментами эффекта Фано (выделены прямоугольниками). Внизу показан теоретический спектр ДЭ. Штриховая линия — спектр при напряженности магнитного поля $B = 0$. Приведена расшифровка переходов. *c* — схема образования конфигурации линий эффекта Фано [46].

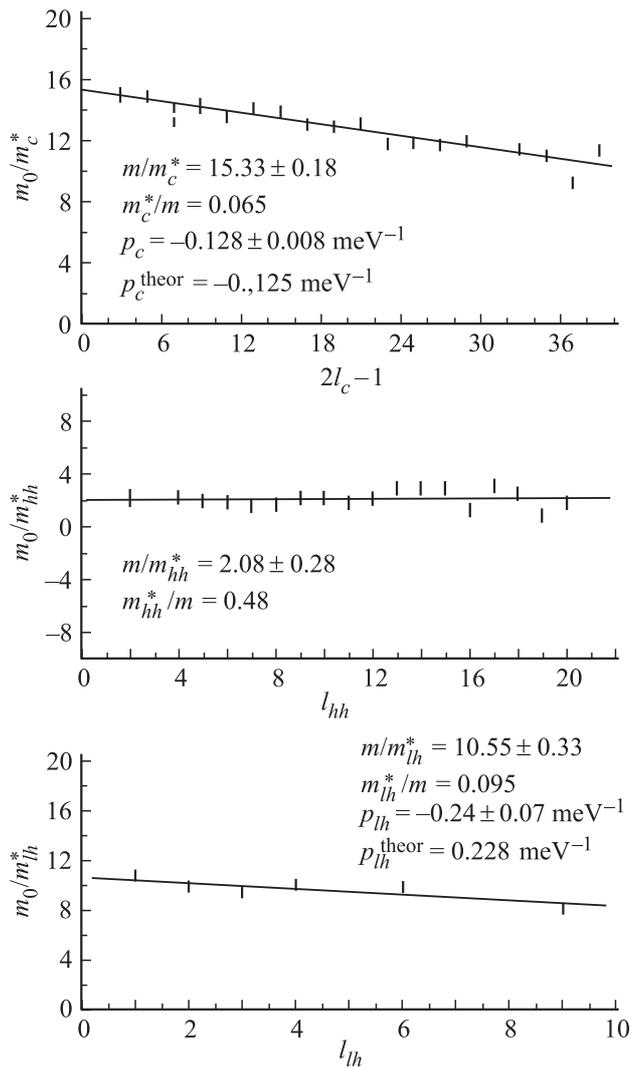


Рис. 15. Расчет параметров эффективной массы в GaAs на основе спектров ДЭ, показанных на рис. 14.

линий на континуумы, принадлежащие четырем группам ДЭ для каждой поляризации. Исключение составляет нижняя по энергии серия дискретных состояний, не наложенная ни на какой континуум. Для локального моделирования экспериментальных данных была использована феноменологическая функция Фано в следующем виде:

$$f(E) = [(E - \Omega)/\Gamma - q]^2 / \{1 + [(E - \Omega)/\Gamma]^2\},$$

где Ω — энергия соответствующего резонанса, Γ — ширина линии. Параметры резонансов Фано, полученные в результате подгонки, позволяют уточнить „истинное“ положение линии, а также полуширину и параметр асимметрии (рис. 14, c). Вплоть до энергий фотона, превосходящих запрещенную зону на две энергии оптического фонона, спектр демонстрирует обилие тонких линий с полушириной менее 1 meV. Но далее с увеличением энергии фотона спектр теряет тонкие линии и становится похожим на „осциллирующее“ магнитопоглощение.

Схема, поясняющая формирование линий в спектрах ДЭ при учете эффекта Фано, приводится на рис. 14, c [46]. Обработка приведенных спектров позволяет вычислить зонные параметры GaAs, которые приводятся на рис. 15. Эти параметры, вычисленные из количественных спектров ДЭ, в пределах ошибки совпадают с полученными ранее [41].

4.3. Диаманитные экситоны в кубическом алмазоподобном CdTe. Несмотря на то что CdTe принадлежит к числу наиболее интенсивно изучаемых кристаллов, краевое оптическое поглощение в нем удалось экспериментально исследовать только в 1989 г. [26]. Причиной этого являлось весьма высокое значение коэффициента поглощения, достигающее в основном состоянии экситона ($n_0 = 1$) величины порядка $\alpha = 10^5 \text{ cm}^{-1}$, что при прямом измерении прозрачности требует работы с образцами субмикронной толщины. Эти экспериментальные трудности удалось преодолеть в работах [27–29], где опыты уже были выполнены на свободных монокристаллических пластинах CdTe при толщинах образца $d \leq 1 \mu\text{m}$. При этом удалось впервые наблюдать в поглощении образцов длинную экситонную серию, включавшую в себя помимо основного состояния еще и возбужденные ($n_0 = 1, 2, 3$) и, кроме того, особенность на фоне континуума $h\nu > E_g$, связанную с экситон-фононным взаимодействием. При помещении таких кристаллов в магнитное поле уже при $B = 1 \text{ T}$ начинал наблюдаться „осциллирующий“ спектр, включавший в себя множество узких линий, типичное для квазиламандаской магнитоспектроскопии ридберговских состояний экситона. Но первый шаг в этом направлении удалось сделать, пользуясь не свободным, а приклеен-

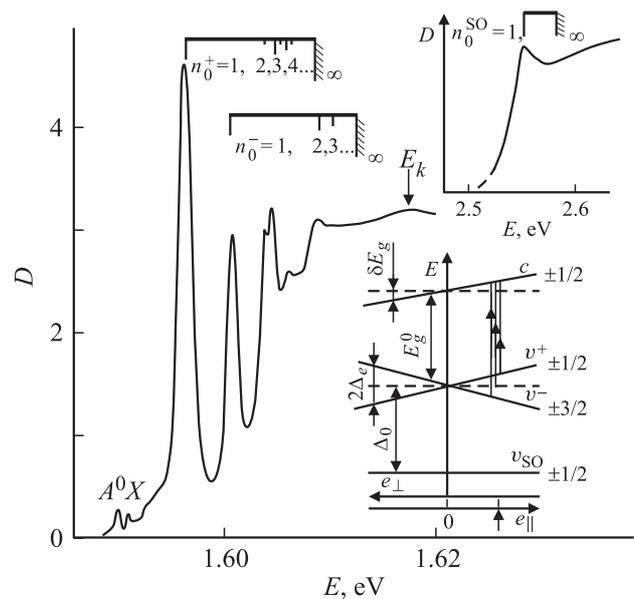


Рис. 16. Экситонная серия на краю поглощения CdTe для упругодеформированного и свободного образца (на вставке). Показана также схема смещений края зоны при деформации. Прямоугольными скобками помечены линии двух экситонных серий, разнесенных в результате деформации.

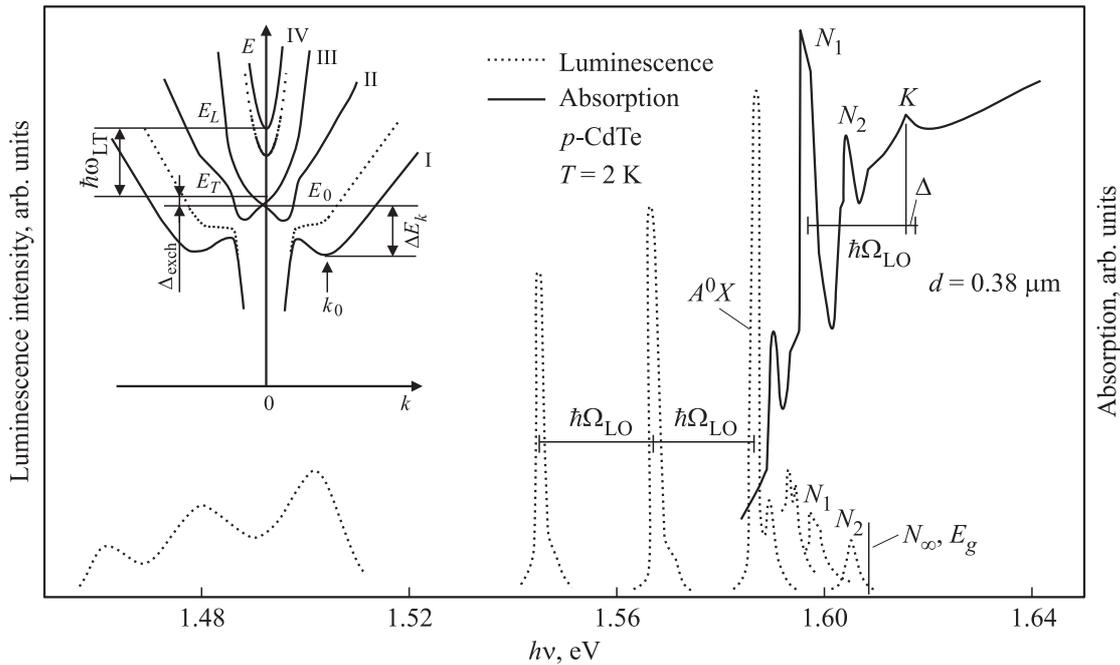


Рис. 17. Край поглощения свободного CdTe: краевая фотолуминесценция (пунктир), поглощение и отражение свободного CdTe. На вставке — структура дна экситонной зоны вблизи $\mathbf{k} = 0$, учитывающая вырождение валентной зоны и светоэкситонное взаимодействие.

ным к толстой прозрачной подложке тонким образцом, что сделало необходимым учет изменений в спектре, связанных с упругонапряженным состоянием кристалла. Состав таких спектров для случая „сильной“ деформации ($\Delta \gg R_y^*$) хорошо известен

$$E^\pm(n_0, 0) = E_g(0) + (D_d^c - D_d^v) \text{Spe} \pm 4/3 \left[(e_{ii} - e_{jj})^2 + (D_u'^2/2) \sum_{ij} (e_{ii} - e_{jj})^2/2 + (D_u'^2/2) \sum_{i \neq j} e_{ij}^2 \right]^{1/2} - R^\pm(n_0). \quad (9)$$

Здесь $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны недеформированного кристалла, D_d^c и D_d^v , D_u' и D_u — константы деформационного потенциала в обозначениях Клейнера и Рот, $R^\pm(n_0)$ — энергии связи экситонных состояний, относящиеся к проекциям момента дырки $M_v = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$ (знаки в индексе R^\pm соответствуют знакам третьего члена (9), в нашем случае — деформации сжатия по нормали к подложке: „плюс“ относится к $M_v = \pm 1/2$, а „минус“ — к $M_v = \pm 3/2$). Спектр края поглощения упругодеформированного кристалла CdTe ($T = 2$ К, $d \approx 1 \mu\text{m}$) приводится на рис. 16, 17. Интересно, что, несмотря на деформированное состояние образца, мы не только не теряем в данном случае полезную информацию, но и получаем новые возможности ее извлечения. Это прежде всего касается идентификации спектральных линий, а также возможности проследить соответствие состояний в режимах слабого и сильного поля. Однако это вполне справедливо только для такой технологии

склейки, которая гарантирует строгую однородность вносимых деформаций. В области $\Delta E_B > \Delta e$ эффект деформации сведется главным образом к разнесению на $2\Delta e$ двух систем переходов, относящихся к дыркам с $M_v = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$. Выстраивая зависимости от поля B для разности положений $2s$ -состояний в σ^+ - и σ^- -спектрах, мы получаем возможность установить величину g -фактора электронов и зонную константу κ . Далее, совершенствуя технику эксперимента, мы выполнили регистрацию спектров ДЭ и для свободного образца CdTe, полученного последовательным механическим и химическим утонением высококачественного монокристаллического образца и его упаковкой без приклейки. На рис. 18 под экспериментальным спектром приводятся его расшифровка и расчет, выполненный как суперпозиция „осциллирующего“ спектра переходов между подзонами Ландау с квантовыми числами l и $l' - E_{ll'}^M(B)$, имеющего периодичность $\hbar\Omega$, и спектра 1D-атома водорода с поправкой на конечность магнитного поля, приведенного к условиям полупроводникового кристалла, т.е. с поправкой на энергии связи ДЭ [28,29,47]

$$E_{\text{De}} = E_{ll'}^M(B) + R_{ll'\text{DE}}^M(\nu, B).$$

Вводя поправки к экспериментальным спектрам ДЭ на расчетные энергии связи ДЭ, мы установили положения переходов между подзонами Ландау и выполнили по ним вычисление полного набора параметров, адекватно описывающих структуру зон CdTe. На рис. 18, a, b представлены спектры ДЭ CdTe, далее приводятся соответствующие построения (рис. 19). Интересным фактом

является практически полное совпадение вычисленных параметров с параметрами упругонапряженного образца, исследованного ранее.

Учитывая реальный закон дисперсии для основного состояния экситона при наличии вырождения дырочной зоны, а также светоэкситонного взаимодействия, можно прийти к выводу о сложной структуре дна экситонной зоны, которая, согласно Гельмонту, Султанову и Ал. Эфросу [48], а также Ал. Эфросу и Гельмонту [49], содержит при $\mathbf{k} \rightarrow 0$ участок отрицательной экситонной массы, образующий минимум ниже резонансной частоты и смещающий ее на некоторую величину ΔE_k от центра зоны (рис. 17). Этого не произойдет в упругодеформированном кристалле или, например, в гексагональном кристалле, где роль деформации выполнит кристаллическое расщепление. В этой связи эксперименты с деформированным кристаллом дают более точные значения параметров энергетического спектра состояний.

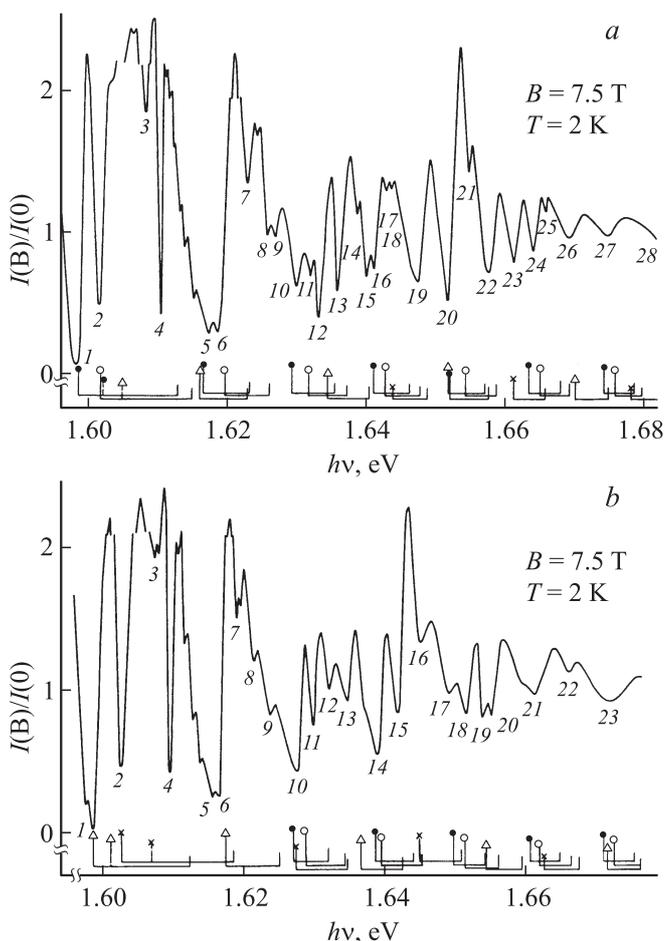


Рис. 18. Спектры ДЭ в свободном CdTe для право- (a) и левоциркулярной (b) поляризации. Внизу — теоретический спектр, учитывающий переходы между подзонами Ландау (по Поджену–Брауну) и энергии связи ДЭ. Обозначения переходов в теоретическом спектре стандартные и соответствуют здесь и далее приведенным на рис. 14, a в случае правоциркулярной поляризации и на рис. 14, b в случае левоциркулярной поляризации.

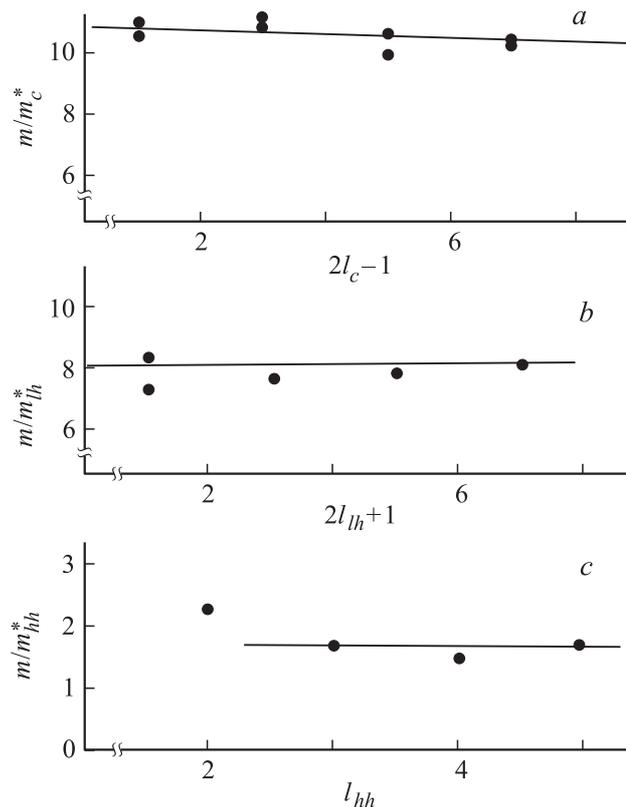


Рис. 19. Зонные параметры CdTe, получаемые из спектров ДЭ: определение эффективной массы электрона (a), легкой дырки (b) и тяжелой дырки (c).

Работы [28–30], в которых на свободном кристалле CdTe были одновременно исследованы пропускание, отражение и люминесценция, дали основания [48,49] для оценок параметров экситонного спектра (рис. 17).

4.4. Диаманитные экситоны в кубическом Cu_2O и тетрагональном SnO_2 . Эти кристаллы изначально (без включения магнитного поля) характеризуются весьма развитой структурой экситонного спектра, что делает возможным образование в них квази-ланданских магнитооптических спектров, происходящих от ридберговских состояний экситона. При этом Cu_2O является кристаллом, в котором экситонные эффекты на краю запрещенной зоны вообще были обнаружены впервые [1]. Известно [50], что оптический спектр Cu_2O определяют две валентные зоны, описываемые представлениями Γ_7^+ и Γ_8^+ , и две зоны проводимости Γ_6^- и Γ_8^- . Переходам между ними соответствуют четыре водородоподобные серии экситона: „желтая“, „зеленая“, „голубая“ и „фиолетовая“. (рис. 20). При этом „желтая“ и „зеленая“ серии образованы оптическими переходами между состояниями с одинаковой четностью. Как результат переходы имеют характер дипольно-запрещенных. Соответственно основное состояние серии экситона ($n_0 = 1$), описываемое p -функциями, оптически не активно, и серии начинаются с $n_0 = 2$. Вид записи „желтой“ серии — самой длинноволновой и наиболее изученной — приводится на рис. 21. На „желтой“ серии и

было впервые обнаружено осциллирующее магнитопоглощение [5] (см. также рис. 1, *a*, где представлен тот же спектр в фотографической регистрации). Здесь положения максимумов поглощения хорошо описываются простой формулой

$$E_{\text{exc}} = (2.17244 - 0.0972/n_0^2) \text{ eV}$$

при $n_0 = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$.

Эти переходы дают относительно низкие значения величины коэффициента поглощения (порядка сотен обратных сантиметров) и могут наблюдаться на относительно толстых кристаллах.

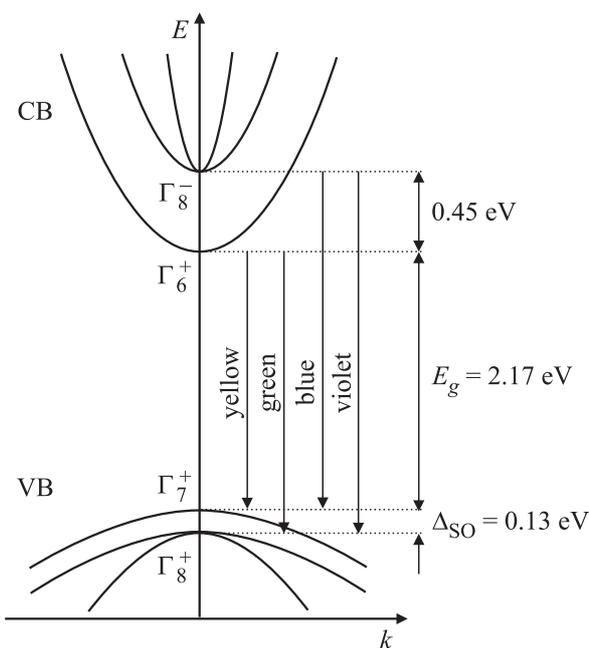


Рис. 20. Структура зон в кристаллах закиси меди. Схема образования „желтой“, „зеленой“, „голубой“ и „фиолетовой“ серий.

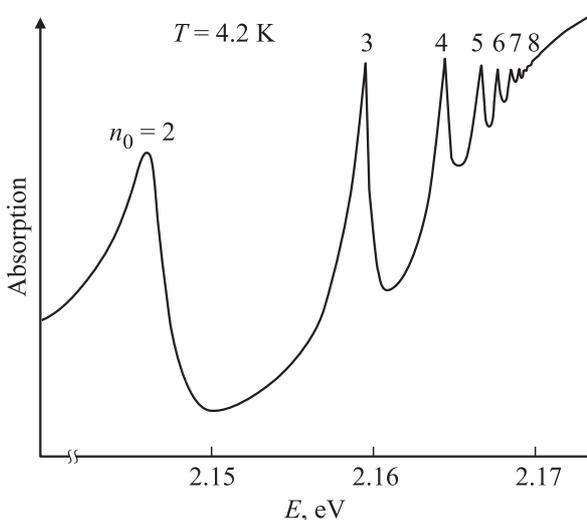


Рис. 21. „Желтая“ серия экситона в Cu_2O .

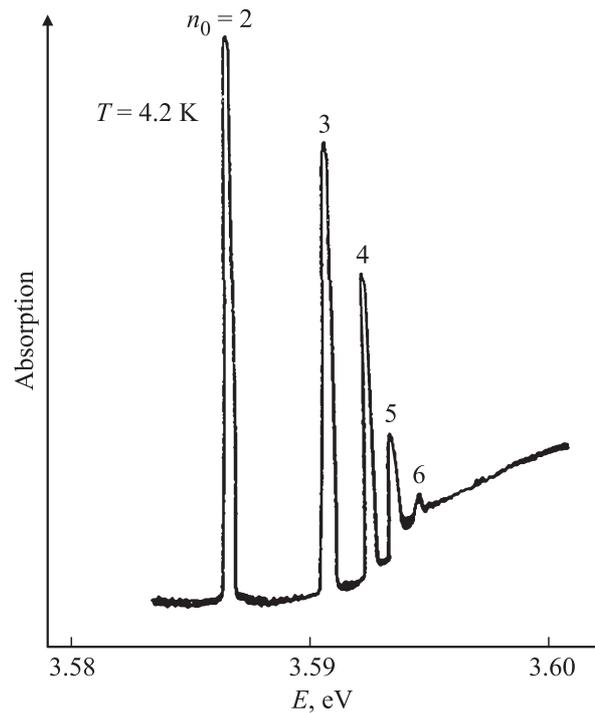


Рис. 22. Экситонный край поглощения SnO_2 .

Как уже отмечалось, наблюдение „желтой“ экситонной серии в закиси меди было повторено недавно в Англии, причем были использованы высокосовершенные естественные кристаллы, добытые в рудниках Намибии [20,21]. В этом эксперименте удалось не только зарегистрировать самую длинную серию, наблюдая высоковозбужденные члены водородоподобной „желтой“ серии экситона с максимальным главным квантовым числом $n_0 = 25$, но и обнаружить характерные эффекты, связанные с „гигантским“ размером такого экситонного состояния. В то же время „голубая“ и „фиолетовая“ серии образуются дипольно-разрешенными переходами, поглощение в них стремительно растет с увеличением энергии фотона, быстро достигает $10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-1}$, и в них присутствует состояние $n_0 = 1$. Но здесь для регистрации поглощения уже требуются очень тонкие кристаллы.

Серия экситона, регистрируемая в тетрагональном SnO_2 , также образована дипольно-запрещенными переходами между зонами одинаковой четности, переходами из валентной зоны Γ_3^+ в зону проводимости Γ_1^+ [51,52]. Прямые переходы здесь запрещены в дипольном приближении, серия экситона начинается с $n_0 = 2$ и легко регистрируется вплоть до $n_0 = 6$ (рис. 22): $E_{\text{exc}} = (3.59568 - 0.0323/n_0^2) \text{ eV}$ при $n_0 = 2, 3, 4, 5, 6$.

Таким образом, в Cu_2O и SnO_2 наблюдаются типичные примеры исходных экситонных спектров, допускающих квазиламандскую спектроскопию ридберговских состояний экситона в магнитном поле. Включение магнитного поля уже при относительно слабых полях приводит к возникновению ОМП или спектров ДЭ, несмотря на то что критерий сильного поля по ЭЛ для SnO_2 можно

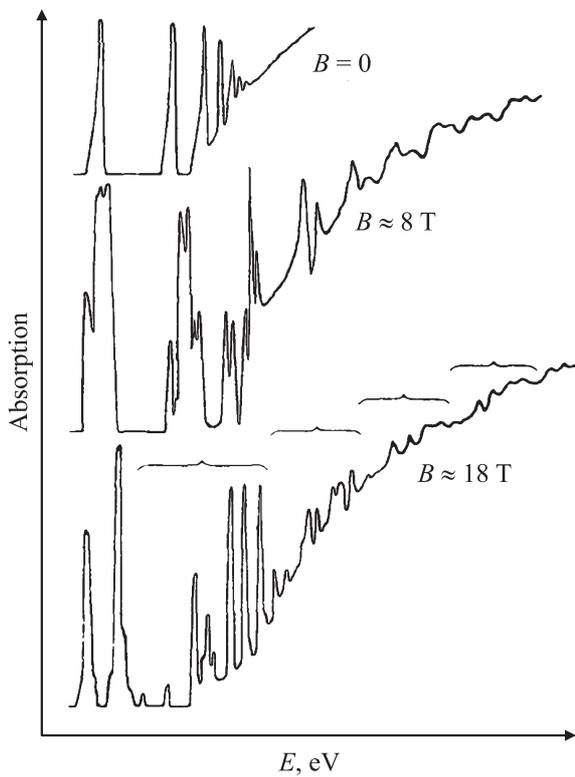


Рис. 23. Осциллирующее поглощение в Cu_2O , зарегистрированное Хальперном и Захарченей.

минимально соблности только при 70 Т, а для Cu_2O и вовсе при 600 Т, что выходит далеко за пределы возможностей обычной спектроскопической лаборатории. Пример одной из записей спектра ОМП, выполненной Хальперном и Захарченей [53], мы приводим на рис. 23. Здесь наблюдается характерная „дублетная“ структура (см. схему образования спектра ОМП на рис. 24), переходящая затем (в более сильных полях порядка 18 Т) в повторяющиеся серии „квартетов“ [53]. Ключ к пониманию спектра дает теория Жилича, приведенная в [51,52] и развивающая концепцию дипольно-запрещенных переходов на случай сильного магнитного поля. К сожалению, теория [51,52] рассматривает только переходы между подзонами Ландау без учета кулоновского взаимодействия электрона и дырки в экситоне, но главный вывод об основных правилах отбора для межзонных переходов в сильном магнитном поле $\Delta l = \pm 1$ сохраняет силу и для ДЭ. Схема межзонных переходов для случая несколько необычного соотношения эффективных масс в Cu_2O , продемонстрированного опытами по циклотронному резонансу, приводится на рис. 24. Из нее следует правило выбора уровней энергии для получения квазициклотронных масс электрона и дырки. Получаемые таким образом значения эффективных масс при увеличении числа Ландау l асимптотически стремятся к предельным значениям, соответствующим поляронные эффекты делает их практически полностью

совпадающими с данными циклотронного резонанса: $0.65m$ и $0.96m$ соответственно (рис. 25).

Веерная диаграмма ОМП SnO_2 приводится на рис. 26, а на рис. 27 представлена та же веерная диаграмма для относительных положений максимумов ОМП в логарифмическом масштабе, подобная приведенным для InP или CdTe . Интересна попытка извлечения зависимости энергий связи возбужденных состояний ДЭ от напряженности магнитного поля, выполненная путем анализа рис. 27. Ее результат приводится на рис. 28

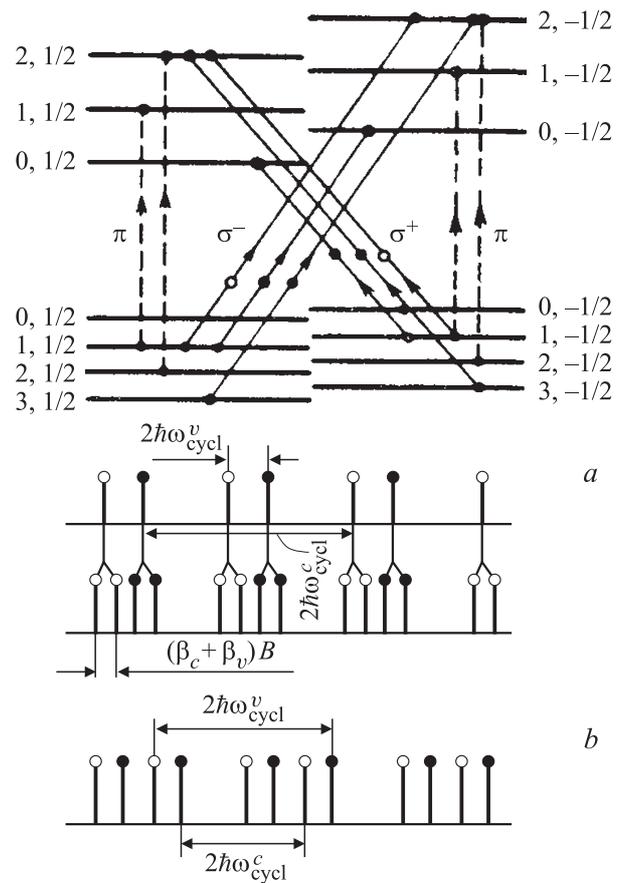


Рис. 24. Схема оптических переходов, приводящих к образованию ОМП в Cu_2O (по Жиличу).

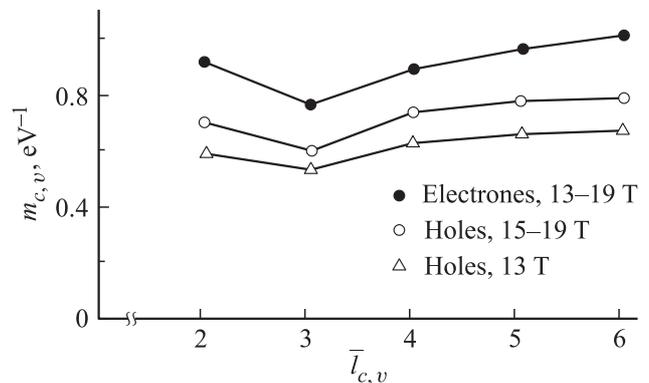


Рис. 25. Эффективные массы электронов и дырок Cu_2O , получаемые из спектров ДЭ в сильном магнитном поле.

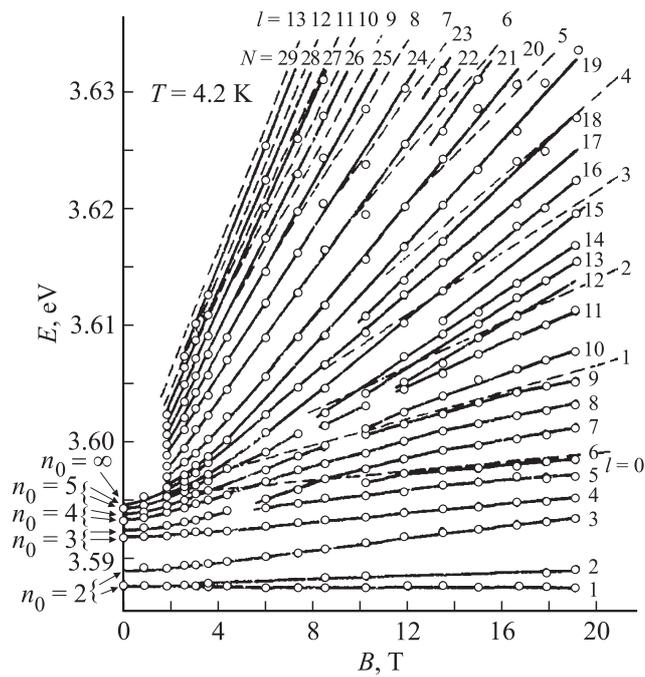


Рис. 26. Всерная диаграмма SnO₂. N — порядковый номер максимума ОМП. Штриховые линии — расчетные положения переходов между уровнями Ландау с числом Ландау $l = 0, 1, 2, \dots$.

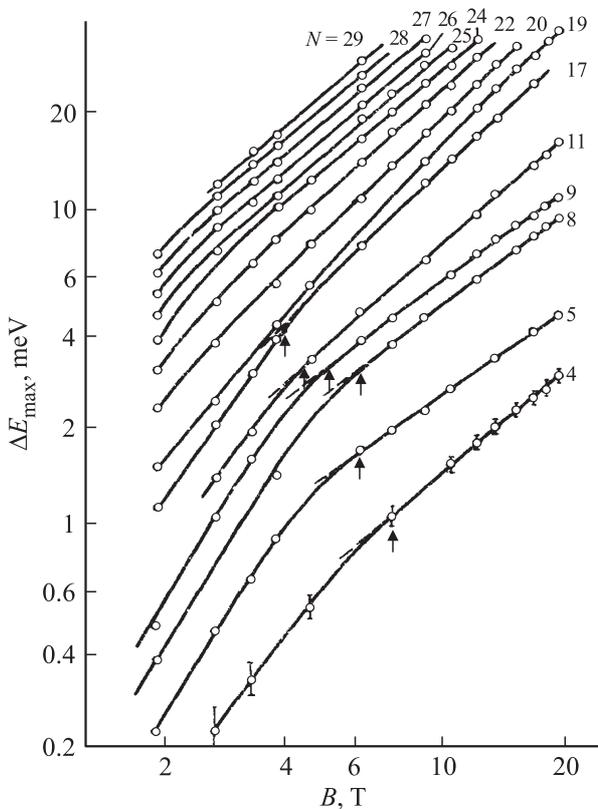


Рис. 27. То же, что на рис. 26, в двойном логарифмическом масштабе. Вертикальными стрелками показан переход от квадратичной (диамагнитный сдвиг) к линейной зависимости (переходы между уровнями Ландау).

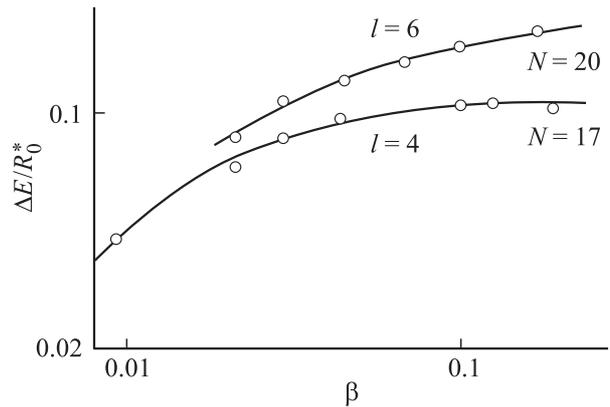


Рис. 28. Зависимость энергий связи ДЭ от магнитного поля в SnO₂, получаемая из опытов по магнитопоглощению. Использованы данные, приведенные на рис. 27.

и демонстрирует экситонный характер максимумов поглощения, а также естественную для энергий связи ДЭ тенденцию к насыщению при максимальных полях.

4.5. Генезис квазиландауского спектра. Знание закономерностей формирования магнитооптического спектра из спектра экситонного поглощения при $B = 0$ в процессе увеличения магнитного поля является важным для правильного выбора условий исследования ДЭ в различных кристаллах. Этой проблеме посвящено несколько теоретических работ, однако полное согласие теории и эксперимента так и не было достигнуто. Основываясь на богатом опыте экспериментального наблюдения спектров ДЭ, в первую очередь на InP, GaAs и CdTe мы можем попытаться внести вклад в эту дискуссию и сформулировать основные закономерности формирования спектров ДЭ, полученные из эксперимента. Рассмотрим генезис квазиландауского спектра, т.е. процесс его образования из экситонного спектра при $B = 0$ при включении и увеличении магнитного поля. Анализ спектров показывает, что „критическое“ поле зарождения осцилляций зависит от максимального номера возбужденных состояний экситона Ванье–Мотта, наблюдаемого без магнитного поля. В случае InP „критическим“ оказывается поле $B^* = 0.4–0.5$ Т, что сопоставимо с B_1^*/n_0^2 , где $n_0^* = 4$. Исходя из наших экспериментальных данных мы можем предложить следующую схему образования квазиодномерных спектров ДЭ, характеризуемых одномерными квантовыми числами $\nu = 0, 1, \dots$, при увеличении напряженности магнитного поля B (рис. 29, по оси ординат в экситонных ридбергах). Основное экситонное состояние $n_0 = 1$ спектра уровней Ландау не пересекает ни при каких значениях магнитного поля, его энергия только растет, но логарифмически медленно. Начиная с $n_0 = 2$ экситон в магнитном поле пересекает уровень Ландау, так что соответствующее число Ландау l^* оказывается равным $l^* = n_0 - 2$. Связь между величиной напряженности магнитного поля β , при которой состояние экситона Ванье–Мотта в результате квадратичного диамагнитного сдвига

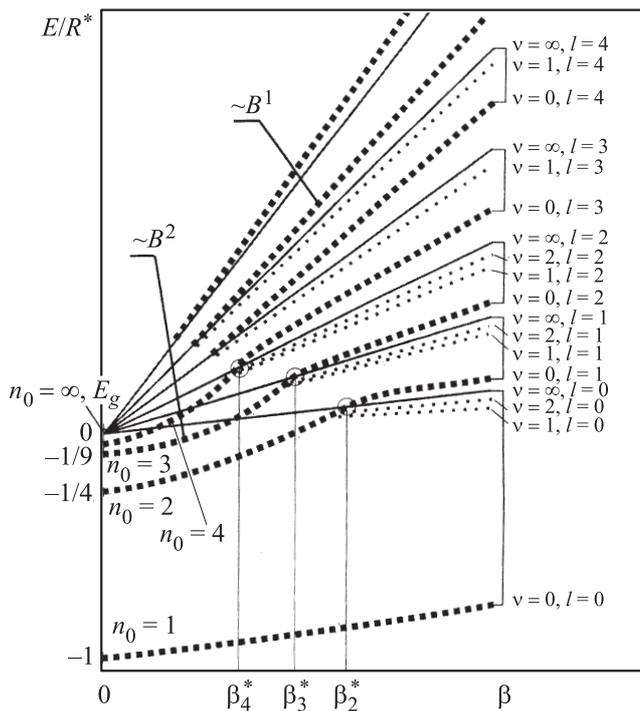


Рис. 29. Схема генезиса спектров ДЭ в процессе увеличения напряженности магнитного поля.

$\Delta_d(n_0)\beta^{*2}$ пересекает уровень Ландау l^* , в первом приближении может быть выражена простым соотношением

$$\beta^* = 2(n_0 - 3/2)n_0^{-4} \left\{ 1 + [1 + (4n_0^2(n_0 - 3/2)^{-2})]^{1/2} \right\}.$$

Пересечение уровня Ландау l^* приводит к образованию соответствующего основного состояния ДЭ с $\nu = 0$, одновременно под этим уровнем рождаются возбужденные состояния ДЭ $\nu = 1, 2, \dots$, сгущающиеся к уровню Ландау как к краю диссоциации.

4.6. Диаманитные экситоны в гексагональных кристаллах (CdS, CdSe), квазикубическое приближение для CdSe. Эффективный гамильтониан для валентной зоны полупроводников типа CdS, CdSe приведен в виде матриц 6×6 при произвольном соотношении компонент спин-орбитального (Δ_{SO}) и кристаллического (Δ) расщеплений в [54]. В пределе $\Delta_{SO} \gg \Delta$ рассмотрение можно проводить независимо для пары подзон А и В (симметрии Γ_9 и Γ_7 соответственно) и подзоны (Γ_7), отщепленной спин-орбитальным взаимодействием. Эффективный гамильтониан, описывающий спектр дырок в магнитном поле, для подзон А и В есть матрица размерности 4×4 , которая в случае аксиальной симметрии ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$) имеет вид [54]

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_h = \frac{1}{m_0} & \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_1 \right) \frac{\hat{P}^2}{2} - \gamma_2 (J_{\perp}, \hat{P}_{\perp})^2 - \gamma_3 J_z^2 \hat{P}_z^2 \right. \\ & \left. - \gamma_4 \{ J_z \hat{P}_z, (J_{\perp}, \hat{P}_{\perp}) \} + \eta_1 \frac{\hat{P}_z^2}{2} + \eta_2 J_z^2 \frac{\hat{P}^2}{2} \right] \\ & + \vartheta_1 [\hat{P}_{\perp}, J_{\perp}]_z + \vartheta_2 \{ J_z^2, [\hat{P}_{\perp}, J_{\perp}]_z \} \\ & + \frac{\Delta}{2} \left(\frac{9}{4} - J_z^2 \right) - \hbar \omega_0 \left(\chi_1 + \frac{\gamma_2}{2} + \chi_2 J_z^2 \right) J_z. \end{aligned}$$

Здесь J_x, J_y, J_z — проекции спинового момента $3/2$, представляющие собой матрицы размерностью 4×4 , $J_{\perp} = (J_x, J_y, 0)$, $\hat{P}_{\perp} = (\hat{P}_x, \hat{P}_y, 0)$, $\{a, b\} = ab + ba$. Постоянные $\gamma, \eta, \vartheta, \Delta, \chi$ линейным образом связаны с зонными параметрами из [54]. Используя результаты [54], можно показать, что собственные функции этого гамильтониана имеют вид

$$\Psi_{hl}(\mathbf{r}) = \exp \left(\frac{i}{\hbar} (P_y Y + P_z Z) \right) \begin{pmatrix} c_1 u_{l+1} \\ c_2 u_l \\ c_3 u_{l-1} \\ c_4 u_{l-2} \end{pmatrix}.$$

После их подстановки в формулу для гамильтониана получим линейную систему алгебраических уравнений для нахождения численных коэффициентов c_j , условием разрешимости которой является равенство нулю ее определителя. Последнее позволяет записать уравнение для нахождения уровней энергии $E_l = \epsilon_l \hbar \omega_0$, которое

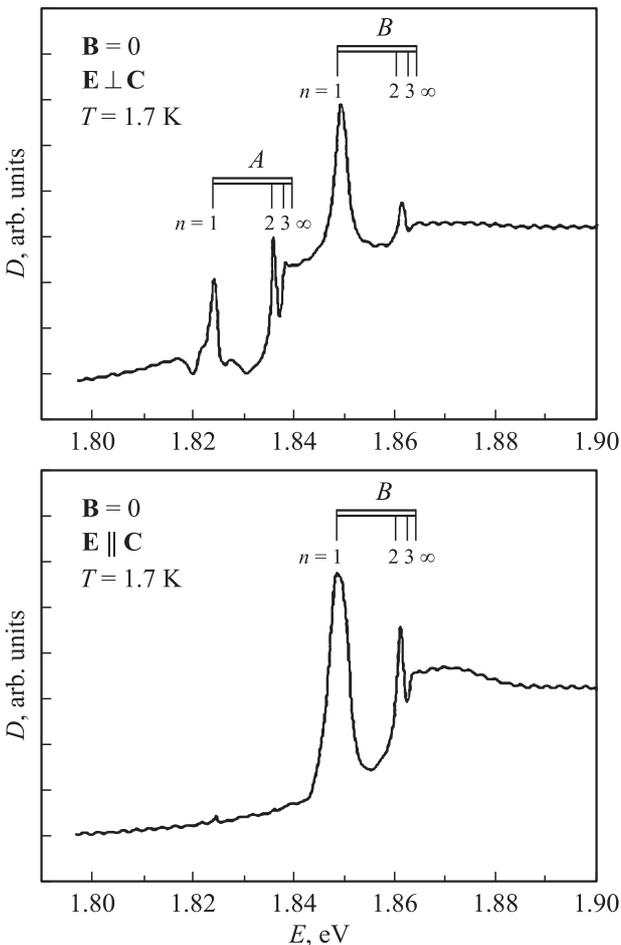


Рис. 30. Поляризационная структура края поглощения CdSe.

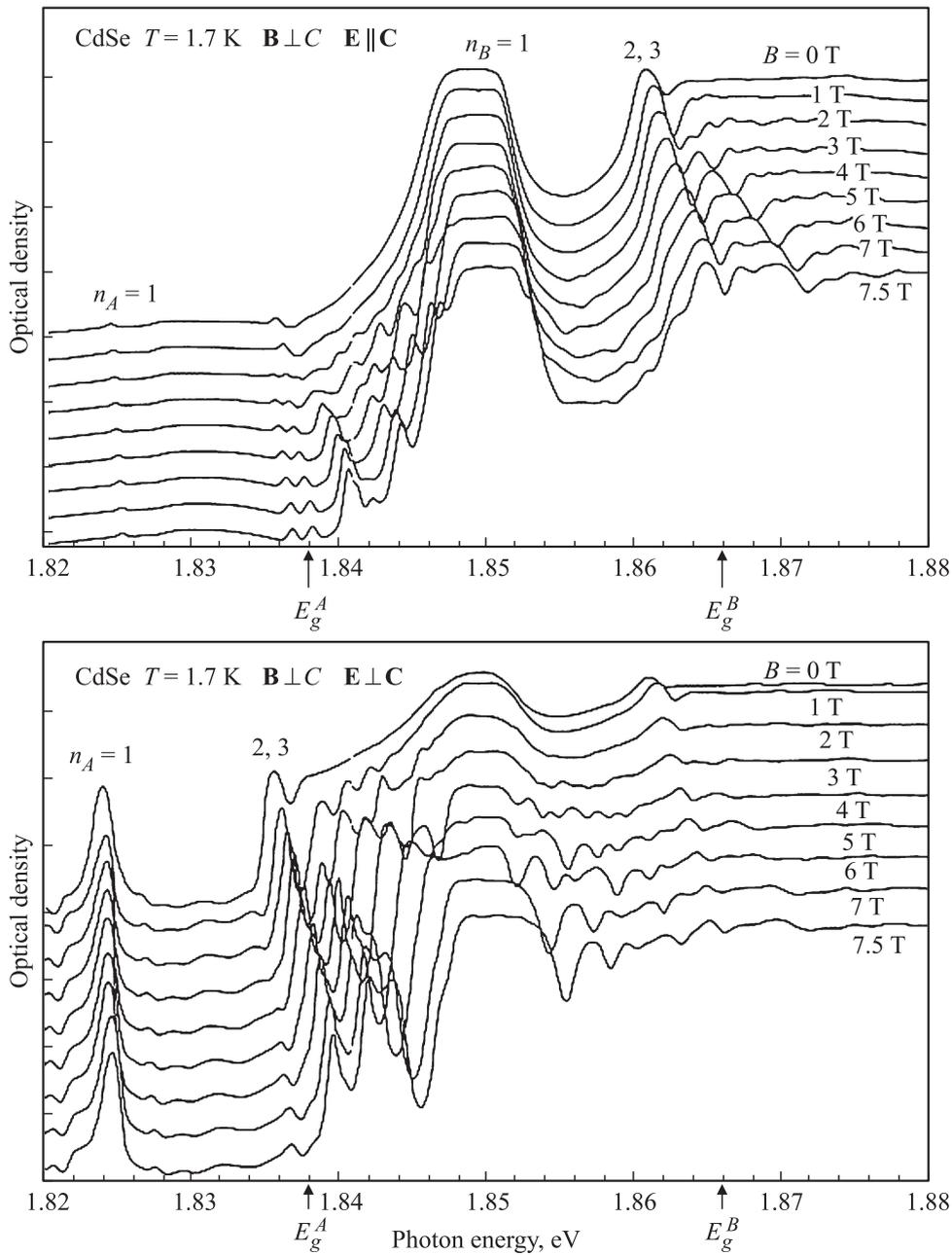


Рис. 31. Поведение края поглощения в гексагональных полупроводниках на примере CdSe: край поглощения в различных поляризациях и спектры ДЭ.

при $P_z = 0$ имеет вид [55]

$$\begin{vmatrix}
 (\gamma_1 + \gamma_2 + \frac{9}{4} \eta_2) \left(l + \frac{3}{2} \right) - \frac{3}{2} x_1 - \frac{27}{8} x_2 - \epsilon_l & \theta_1 \sqrt{\frac{3}{2} (l+1)} & -\gamma_2 \sqrt{3l(l+1)} & 0 \\
 \theta_1 \sqrt{\frac{3}{2(l+1)}} & \delta + \left(\gamma_1 - \gamma_2 + \frac{1}{4} \eta_2 \right) \left(l + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} x_1 - \frac{1}{8} x_2 - \epsilon_l & \theta_2 \sqrt{2l} & -\gamma_2 \sqrt{3l(l-1)} \\
 -\gamma_2 \sqrt{3l(l+1)} & \theta_2 \sqrt{2l} & \delta + \left(\gamma_1 - \gamma_2 + \frac{1}{4} \eta_2 \right) \left(l - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} x_1 + \frac{1}{8} x_2 - \epsilon_l & \theta_1 \sqrt{\frac{3}{2} (l+1)} \\
 0 & -\gamma_2 \sqrt{3l(l-1)} & \theta_1 \sqrt{\frac{3}{2} (l-1)} & \left(\gamma_1 + \gamma_2 + \frac{9}{4} \eta_2 \right) \left(l - \frac{3}{2} \right) + \frac{3}{2} x_1 + \frac{27}{8} x_2 - \epsilon_l
 \end{vmatrix} = 0.$$

(10)

Здесь введены обозначения $\delta = \frac{\Delta}{\hbar \omega_0}$, $\theta_1 = \frac{(\vartheta_1 + \frac{5\vartheta_2}{2})}{\omega_0 L}$, $\theta_2 = \frac{(\vartheta_1 + \frac{\vartheta_2}{2})}{\omega_0 L}$.

Последнее уравнение справедливо, если $l \gg 2$. В том случае, когда $l < 2$, определитель 4×4 сведется к определителям меньшей размерности: для $l = -1$ размерность 1×1 , для $l = 0$ — 2×2 , для $l = +1$ — 3×3 . Если предположить, что постоянные θ_1, θ_2 , как указывается в [54], малы, и пренебречь ими, то этот определитель распадается на два размерности 2×2 . В этом случае уровни энергии могут быть записаны в виде, аналогичном выражению, полученному ранее для алмазоподобных полупроводников [37]:

$$E_{l,\lambda} = \frac{\alpha_{l,\lambda} + \alpha_{l,\lambda_1}}{2} + \left(\frac{5}{4} - \lambda^2\right) \sqrt{\left(\frac{\alpha_{l,\lambda} - \alpha_{l,\lambda_1}}{2}\right)^2 + 3l(l + \lambda + \lambda_1)\gamma_2^2}, \quad (11)$$

где $\alpha_{l,\lambda} = \gamma_1 l + \lambda(\gamma_1 - \chi_1) + (\lambda^2 - 5/4)(l + \lambda)\gamma_2 + 2\lambda^2\eta_2 \times (l + \lambda) - \lambda^3\chi_2 + \delta(9/4 - \lambda^2)/2$, а λ принимает значения $3/2, 1/2, -1/2, -3/2$ и связанная с ней величина $\lambda_1 = 4\lambda(\lambda^2 - 5/2)/3$ составляет $-1/2, -3/2, 3/2$ и $1/2$ соответственно.

Подавляющая часть исследований диаманитных экситонов была проведена на основе алмазоподобных полупроводников. Для них еще в 1966 г. была построена теория спектров переходов между подзонами Ландау, образующих основу спектров диаманитных экситонов (Пиджен и Браун [38]).

В последние годы существенно возросла роль гексагональных кристаллов типа GaN. Построенная нами теория спектров переходов между подзонами Ландау для гексагональных полупроводников [55] применима к различным гексагональным полупроводникам, в том числе и к GaN. При исследовании GaN уже не раз прибегали к использованию сильных магнитных полей, например в [56–59]. Однако обработка данных здесь, с нашей точки зрения, не вполне последовательна, так как не использует представлений о диаманитных экситонах и, в частности, не учитывает энергии связи ДЭ, а также и другой наш опыт исследования ДЭ в кубических и гексагональных полупроводниках.

Анализ выражения, полученного в [55], позволяет при пренебрежении частью специфических для гексагональной структуры параметров предложить „квазикубическое“ приближение для гексагональных кристаллов, пригодное для анализа их магнитооптических спектров и вычисления основных параметров зонной структуры в терминах параметров Латтинджера и Кейна.

На рис. 30 приводится типичная для гексагональных кристаллов типа вюрцита поляризационная структура спектра оптического поглощения CdSe. Структура зависит от ориентации вектора электрической поляризации E электромагнитной волны зондирующего света. При $E \parallel C$, где C — направление гексагональной оси кристалла, наблюдаются только B -экситоны. В то время как при $E \perp C$ можно видеть обе серии (и A , и B), причем серия B располагается над континуумом серии A

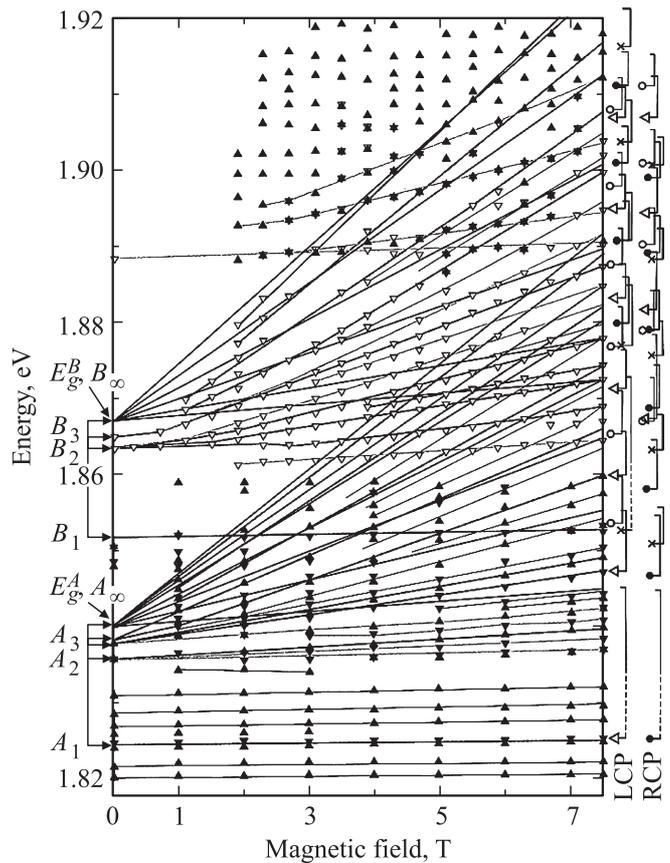


Рис. 32. Типичная веерная диаграмма гексагональных кристаллов A_2B_6 (на примере CdSe) и ее расшифровка в терминах кубического алмазоподобного полупроводника. Имеется два „веера“, разнесенных на величину кристаллического расщепления валентной зоны. Обозначения в теоретическом спектре: переходы из двух состояний тяжелой дырки (темный и светлый кружки), из двух состояний легкой дырки (крестик и треугольник). Положение края диссоциации ДЭ отмечено вертикальными штрихами. LCP — левоциркулярная поляризация, RCP — правоциркулярная поляризация.

и соответственно при более высоких значениях коэффициента поглощения [60]. Эксперимент здесь выполнялся на высокосовершенных пластинчатых монокристаллах CdSe, выращенных свободно из газовой фазы. При этом ось C находилась в плоскости кристаллической пластины (толщиной в малые доли микрометра), а магнитное поле прикладывалось перпендикулярно пластине. Типичные записи спектров магнитопоглощения при $T = 1.7$ K приводятся на рис. 31. Видно, что поляризационные особенности сохраняются при включении магнитного поля и на фоне соответствующих континуумов выступает структура осциллирующей поглощения — диаманитного экситона. На рис. 32 видим типичную веерную диаграмму гексагонального кристалла A_2B_6 с расшифровкой переходов в терминах кубических алмазоподобных полупроводников. Она состоит в случае CdSe из двух „вееров“, разнесенных на величину кристаллического

расщепления валентной зоны. Обработка данных в квазикубическом приближении позволяет получить систему параметров, вполне адекватно описывающих оптические и магнитооптические свойства CdSe [60].

4.7. Диаманитные экситоны в кристаллах халькопирита. Как показывают дальнейшие исследования, квазикубическое приближение, по-видимому, применимо к более широкому кругу кристаллов, в частности к кристаллам типа халькопирита. Мы применили квазикубическое приближение при обработке данных по магнитооптике CuInSe₂. При $T = 4.2$ К в магнитных полях до 28 Т в диапазоне энергий фотона, соответствующих оптическим переходам из спин-орбитально отщепленной валентной зоны в зону проводимости, были измерены спектры поглощения тонких ($d = 1.0 \mu\text{m}$) ориентированных поликристаллических слоев CuInSe₂, выращенных на стеклянной подложке. Слои были изготовлены группой исследователей, инициируемых Якушевым. Им же были выполнены измерения оптического поглощения в сильных магнитных полях, продемонстрировавшие удивительно информативные для столь простого способа изготовления оптические и магнитооптические спектры. Анализ результатов в рамках квазикубического приближения с использованием данных „слабополевых“ измерений — эффекта Зеемана и диаманитного сдвига — позволил установить „затравочный“ набор зонных параметров [44], необходимый для первичного описания „сильнополевых“ эффектов с участием уровней Ландау и диаманитных экситонов. Дальнейшая квазикубическая обработка магнитооптических данных может стать основой для вычисления зонных параметров, адекватно описывающих электронную структуру CuInSe₂.

Как отмечалось, CuInSe₂ кристаллизуется в тетрагональную решетку халькопирита, которую в некотором приближении можно рассматривать как несколько деформированную гексагональную (например, CdSe) или даже алмазоподобную кубическую решетку (например, InP, подобие в поведении с которым предсказывалось еще Горюновой). К этому тройному соединению в последние годы обращено пристальное внимание, связанное с перспективами его использования в солнечной энергетике. Так, в [61] недавно сообщалось о достижении при его использовании 20% КПД преобразования солнечной энергии (при теоретическом пределе 30%). Это делает актуальным изучение фундаментальных свойств CuInSe₂, а также и их сравнение с упомянутыми более изученными аналогами.

С другой стороны, эксперимент на CuInSe₂ и анализ с позиций спектроскопии ДЭ для нас представляют интерес с точки зрения демонстрации возможностей этого раздела физики полупроводников на примере нового, ранее не исследованного объекта, обладающего нетрадиционной для большинства магнитооптических исследований кристаллической структурой.

На краю поглощения тонких поликристаллических слоев CuInSe₂ отчетливо обозначено экситонное по-

глощение, обусловленное переходами из расщепленных кристаллическим полем валентных зон A и B , а также из отщепленной спин-орбитальным взаимодействием валентной зоны C в зону проводимости [44]. В отдельных слоях CuInSe₂, как показывает эксперимент, в сильном магнитном поле образуется „осциллирующая“ структура спектра пропускания, которая, можно предполагать, обусловлена возникающими уровнями Ландау и ДЭ. Полный набор параметров, при помощи которых возможно адекватное описание зонной структуры CuInSe₂, мог бы следовать из последовательного рассмотрения уравнения Шредингера в сильном магнитном поле для данной кристаллической структуры, как, например, в [54]. В некотором упрощающем приближении, пригодном для многих приложений, задача для халькопирита CuInSe₂ может быть рассмотрена как „квазигексагональная“ или даже как квазикубическая со сведением системы основных зонных параметров к кубической системе. Отметим, что о возможности квазикубического описания свойств кристаллов CdSnP₂, также кристаллизующихся в решетку халькопирита, было заявлено еще в [62], а ранее квазикубическая модель была рассмотрена для вюрцита Хопфилдом [63], причем валентная зона халькопирита рассматривалась как эквивалент таковой для деформированного бинарного кубического аналога. Хопфилд предлагал рассматривать кристаллическое расщепление валентной зоны гексагонального кристалла как результат одноосной деформации его аналога, например InP, кристаллизующегося в решетку цинковой обманки.

Заметим, что рассмотрение кристаллической структуры CuInSe₂ (рис. 33, a) не обнаруживает простой возможности построения решетки халькопирита при помощи одноосной деформации какого-либо его кубического аналога. Тем не менее квазикубическое приближение привлекательно, и его можно обосновать, если считать, что атомами индия и меди в тонких кристаллических пленках CuInSe₂ могут быть заполнены соответствующие позиции с равной вероятностью. Тетрагональная объемно центрированная элементарная ячейка халькопирита CuInSe₂ может быть сведена к двум одинаковым гранецентрированным кубическим ячейкам, расположенным вдоль оси z и построенным с использованием „виртуального“ атома Cu/In. При этом атомы Se в результате смещения вдоль оси x на 8% оказываются на диагонали куба. Именно таким образом структура сфалерита может оказаться достаточно хорошим приближением для кристалла CuInSe₂ (рис. 33, b).

Попытка построения квазикубической системы зонных параметров CuInSe₂ была предпринята в [44] при использовании результатов измерения поглощения в магнитных полях до 28 Т, выполненных Якушевым в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция). При этом предварительный (затравочный) набор параметров, необходимый для дальнейшего окончательного их вычисления при использовании данных для переходов из валентных зон A и B , был

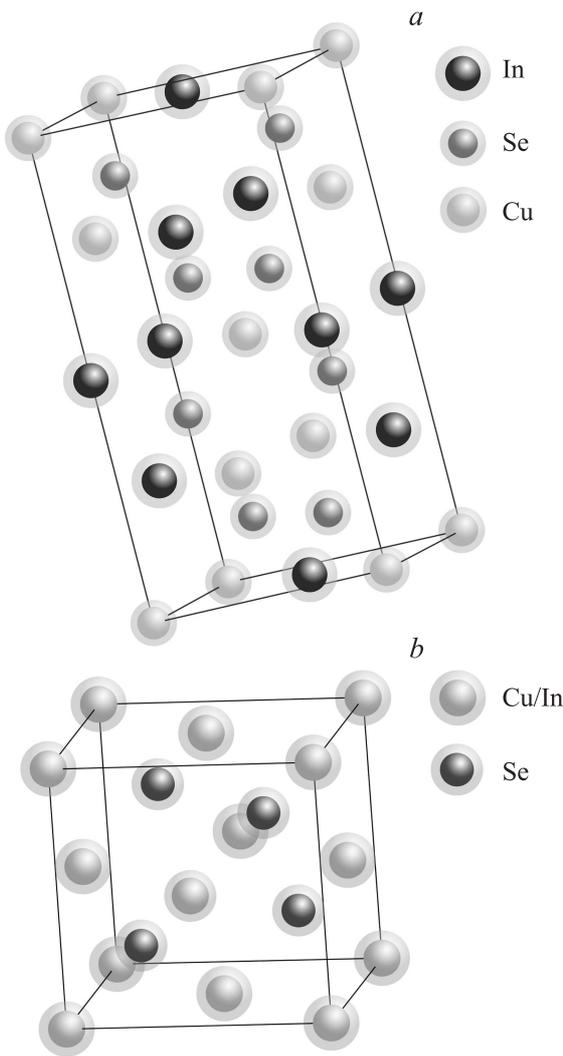


Рис. 33. Кристаллическая структура халькопирита CuInSe_2 (a) и возможность ее сведения к структуре сфалерита для дальнейшего применения квазикубической (алмазоподобной) модели (b).

установлен с использованием экспериментальных данных по магнитооптическим переходам только из спин-орбитально отщепленной зоны CuInSe_2 , как ранее в случае GaAs [40].

При наложении магнитного поля происходит „возгорание“ (см. [12,13]) экситонных состояний и становится отчетливо видна осциллирующая структура спектра (рис. 34). Энергии связи могут быть получены решением известного одномерного уравнения Шредингера (см. (6)), но для вычислений по формуле (6) нам понадобился бы еще не известный полный набор основных зонных параметров в квазикубическом приближении. Затраченный набор параметров удастся получить, пользуясь имеющимися данными, если считать зону проводимости и спин-орбитально отщепленную зону C простыми параболическими зонами. Эти энергии связи для нулевых уровней Ландау в зависимости от магнитного

поля можно вычислить при использовании известных и вполне надежных расчетов, выполненных для атома водорода. Далее становится возможным применить метод, испытанный на GaAs [39–41]. Следует отметить, что в этом случае необходимо применять поляронные массы, которые связаны с зонными массами следующим образом:

$$m_{e,h}^p = m_{e,h}^{\text{bare}} \left(1 + \alpha_{\text{Fe}}^{e,h} / 6 \right), \quad (12)$$

$$\text{где } \alpha_{\text{Fe}}^{e,h} = e^2(\epsilon_{\infty}^{-1} - \epsilon_0^{-1}) (m_{e,h}^{\text{bare}} / 2E_{\text{LO}}\hbar^2)^{1/2}.$$

Полученные зависимости энергий связи от магнитного поля представлены на вставке к рис. 35, где приводится хорошо определяемая из эксперимента комбинированная веерная диаграмма для переходов между уровнями Ландау с номерами от 0–0 до 3–3 с поправкой на вычисленные энергии связи, построенная в координатах $E_{ll} - \hbar\omega_0(l + 1/2)$, $E_{ll} = E_g + \Delta_{\text{SO}} + \hbar\omega_0(m/\mu_{\text{SO}})(n + 1/2)$. Здесь $\mu_{\text{SO}}^{-1} = m_e^{*-1} + m_{\text{SO}}^{*-1}$, ω_0 — циклотронная частота свободного электрона. Точки с

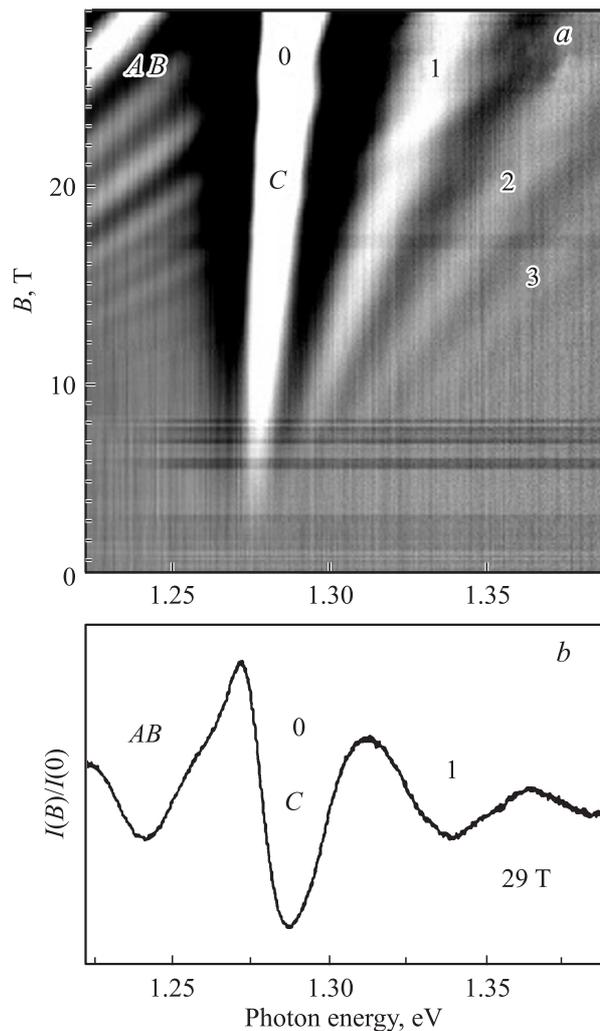


Рис. 34. ДЭ в халькопирите CuInSe_2 . a — веерные диаграммы в „натурной“ записи, b — вид записи спектра поглощения (фрагмент) в магнитном поле 29 Т.

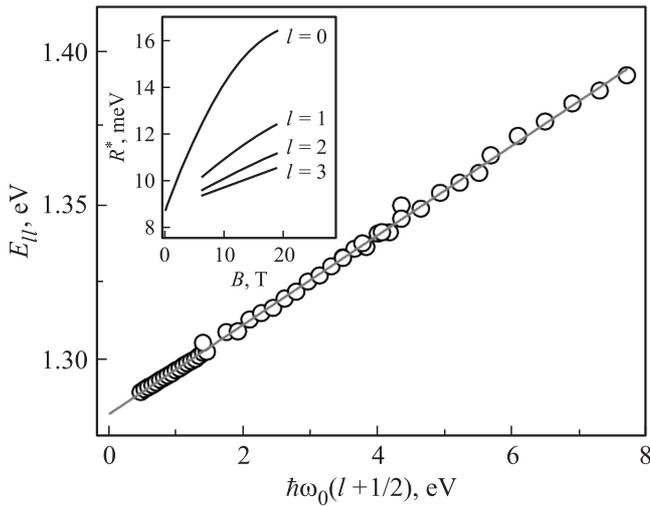


Рис. 35. Обобщенная всерная диаграмма для переходов из C -зоны CuInSe_2 . На вставке — расчетные энергии связи ДЭ.

поправкой на энергию связи ДЭ хорошо ложатся на единую прямую, а экстраполяция зависимости к $B = 0$ дает наиболее точное определение положения C -зоны, при этом наклон зависимости точно определяется значением приведенной массы электрона и дырки в C -зоне. В результате из рис. 35 получаем приведенную массу C -экситона $\mu_{\text{SO}} = 0.077m_0$ и $E_g^{\text{SO}} = 1.2853 \text{ eV}$. Эффективную массу дырки в зоне C вычислим, пользуясь известной эффективной массой электрона $m_e^{\text{bare}^*} = 0.09m_0$, что дает поляронную массу электрона $m_e^{p^*} = 0.093m_0$. Эффективную массу дырки в валентной зоне C определим из полученных данных как $m_h^{\text{bare}^*} = 0.414m_0$, $m_h^{p^*} = 0.443m_0$. Таким способом было определено значение эффективной массы дырки из спин-орбитально отщепленной зоны, а также значение энергии связи C -экситона и положение края зоны E_g^{SO} . Далее, пользуясь соотношениями модели Кейна (в модификации Пиджена–Брауна), можно установить искомые затравочные параметры квазикубического приближения. С этой целью удобно ввести еще величину

запрещенной зоны квазикубического приближения как $E_g = \frac{1}{2}(E_g^A + E_g^B) = 1.0519 \text{ eV}$. Таким образом, только из данных по магнитооптике C -зоны, а также при использовании данных слабополевых измерений удастся получить достаточно полный предварительный набор основных зонных параметров. Он обеспечивает работу программ, необходимых для описания магнитооптики CuInSe_2 , а также дальнейшей интерпретации спектров поглощения CuInSe_2 в сильном магнитном поле. Затравочный набор параметров, полученный в [44], далее применялся в расчетных программах вычисления спектра ДЭ CuInSe_2 , следующих из [32] и включающих в себя программы расчета спектра переходов между подзонами Ландау и расчета энергий связи ДЭ. Экспериментальный спектр ДЭ в CuInSe_2 в одной из циркулярных поляризаций при $B = 20 \text{ T}$ приводится на рис. 36 вместе с его расшифровкой в квазикубическом приближении, использующей полученные затравочные параметры. Можно видеть, что достигается удовлетворительное согласие расчетного и экспериментального спектров. Далее эти параметры могут быть уточнены при обработке результатов наподобие выполненной выше для различных кубических и гексагональных кристаллов.

5. Диамагнитные экситоны в узкощелевых полупроводниках

5.1. Первое наблюдение экситонов в узкощелевых полупроводниках (InSb , InAs , CdHgTe) и диамагнитные экситоны в узкощелевых полупроводниках (1979–1983 гг.). До начала 80-х годов экситонное поглощение в полупроводниках наблюдать не удавалось, что представлялось вполне естественным при ничтожно малой теоретической величине энергии связи экситона в узкощелевом полупроводнике. Так, в InSb она составила бы всего 0.5 meV . Тем не менее InSb был одним из первых объектов, в которых осциллирующее поглощение с типичными признаками диамагнитного экситона наблюдалось еще в 1957 г. [6].

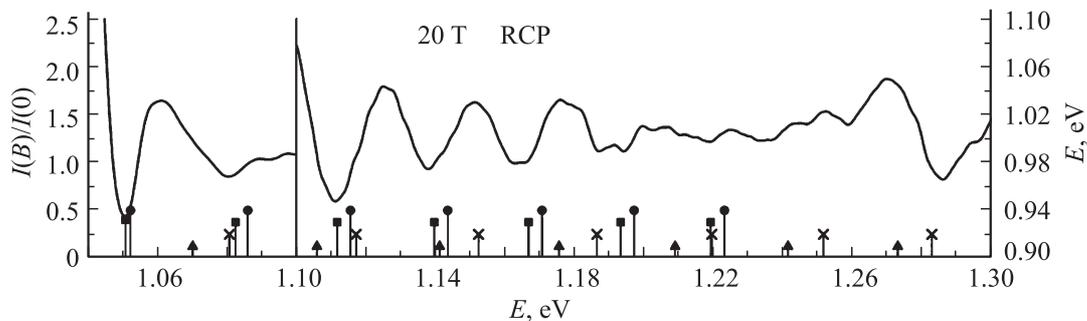


Рис. 36. Магнитооптика переходов из валентных зон A и B халькопирита CuInSe_2 и расшифровка спектра в терминах квазикубического приближения. Кружки и квадраты — переходы из состояний тяжелой дырки, треугольники и крестики — переходы из состояний легкой дырки. Теоретический спектр (внизу) построен с помощью программы, написанной для алмазоподобного кристалла и считающей также энергию связи ДЭ (по (6)).

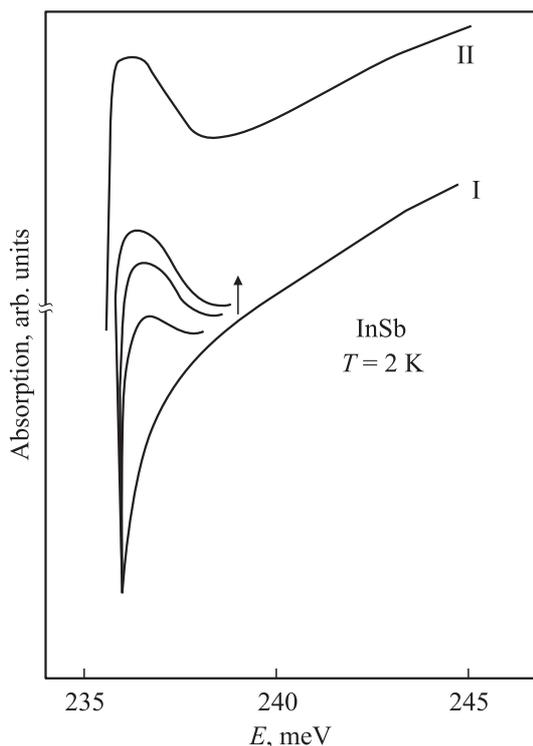


Рис. 37. Экситонный край поглощения в InSb. „Возгорание“ экситонного поглощения при возрастании магнитного поля (показано стрелкой). I — без термообработки, II — после термообработки.

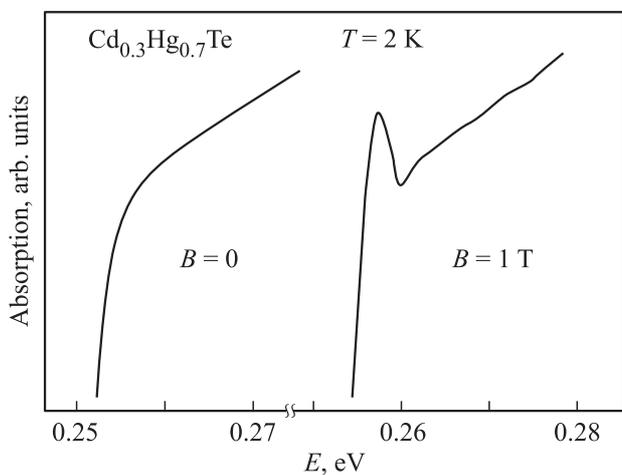


Рис. 38. „Возгорание“ экситона в $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$ в магнитном поле.

С учетом обнаруженного нами эффекта возгорания экситонного поглощения в магнитном поле естественно предположить, что экситоны в InSb возникают при включении поля. Соответственно для первоначального обнаружения экситонов в InSb мы и применили магнитное поле, подобрав предварительно образцы с предельно низкой концентрацией свободных носителей во избежание экранирования кулоновского взаимодей-

ствия электрона и дырки свободными носителями заряда. Так были получены впервые спектры экситонного поглощения в кристаллах InSb [10] (рис. 37). Спектры экситона в несколько более широкозонном InAs [64] были получены по аналогичному сценарию. Подобным образом мы поступили и с квазибинарными твердыми растворами $Cd_xHg_{1-x}Te$ [65] при концентрации кадмия $x = 0.3$, соответствующей ширине запрещенной зоны, близкой к InSb (рис. 38).

5.2. Наблюдение квазиодномерного поведения экситона в сильном магнитном поле в InSb (1982–1985 гг.). При работе с InSb легко достигаются значения критерия $\beta > 10^2$, откуда следует возможность моделирования сугубо одномерного поведения

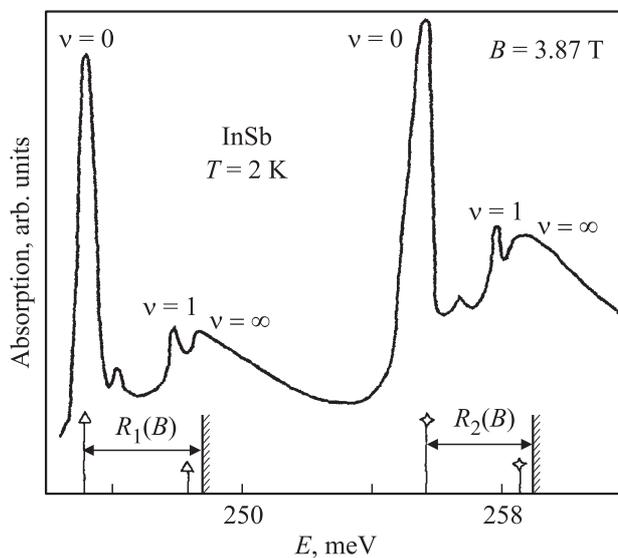


Рис. 39. Первые максимумы ДЭ в InSb.

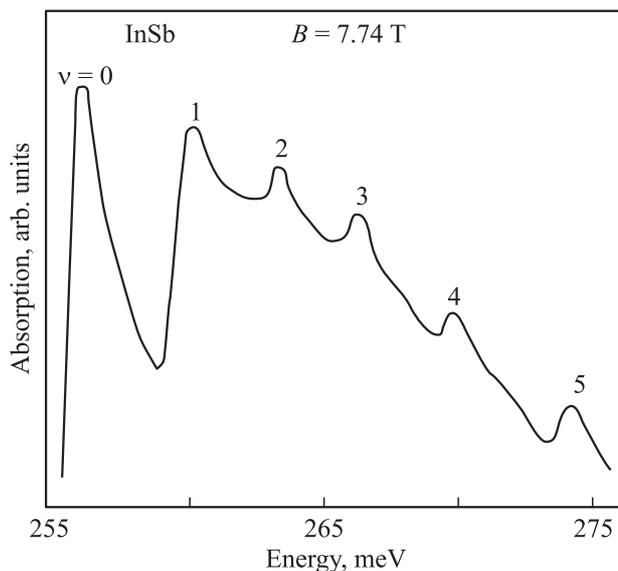


Рис. 40. „Тонкая“ структура квазиодномерного континуума ДЭ в InSb (эксперимент).

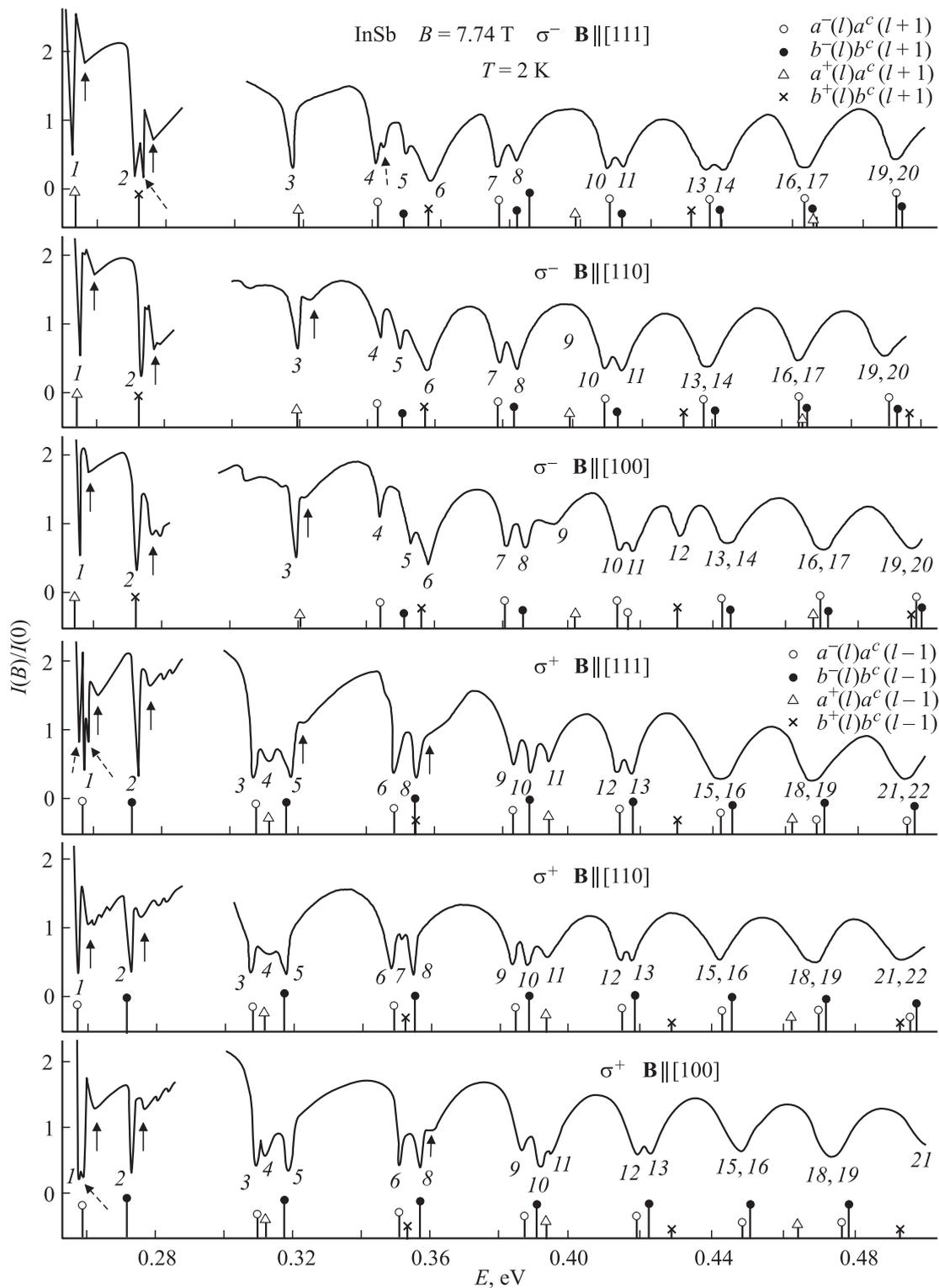


Рис. 41. Спектры ДЭ в InSb и их расшифровка.

экситона. На рис. 39 приводится вид первых двух максимумов поглощения в магнитном поле кристаллов InSb, подобного спектру, рассчитанному для квантовой проволоки [66]. Спектр (рис. 39) состоит из серий дискретных уровней одномерного экситона с $\nu = 0, 1$, переходящих

в континуум с уровнем поглощения, подчиняющимся обратной корневой зависимости от энергии. Состояния описываются числами Ландау 0 и 1, проекцией магнитного момента M на направление магнитного поля и одномерным квантовым числом ν . Они зарегистрированы

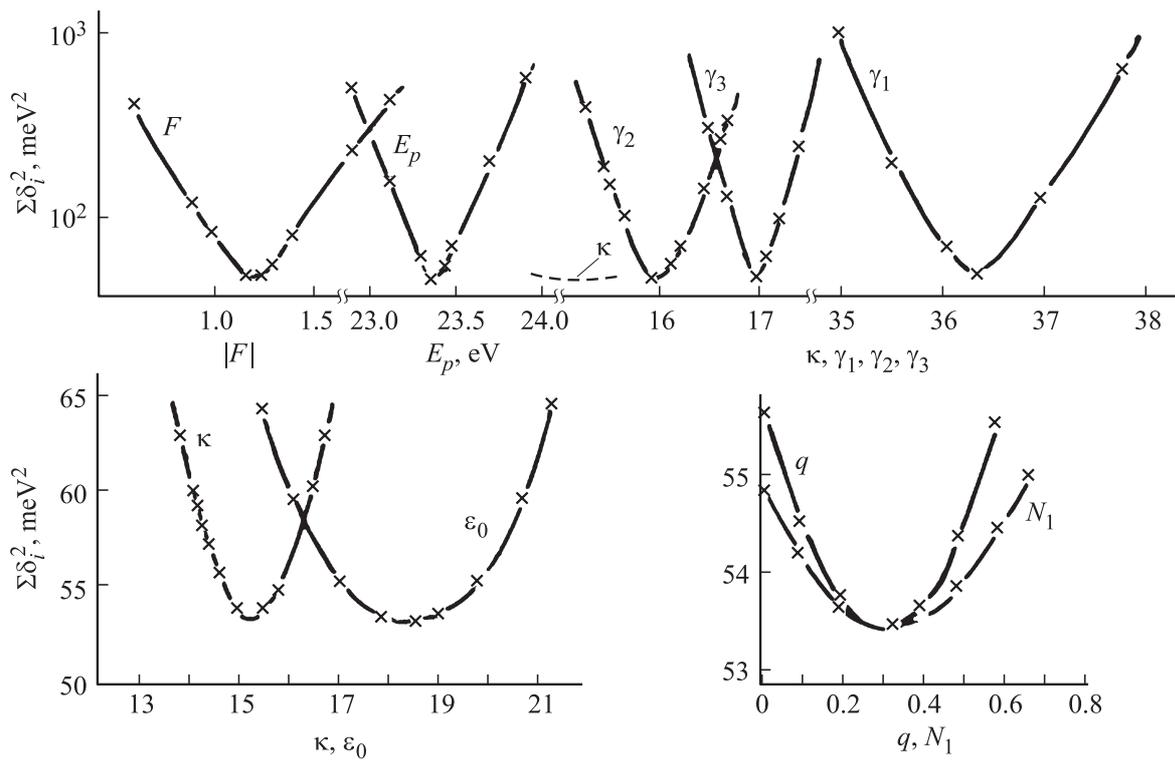


Рис. 42. Параметры зонной структуры InSb, полученные при комплексном анализе спектров ДЭ.

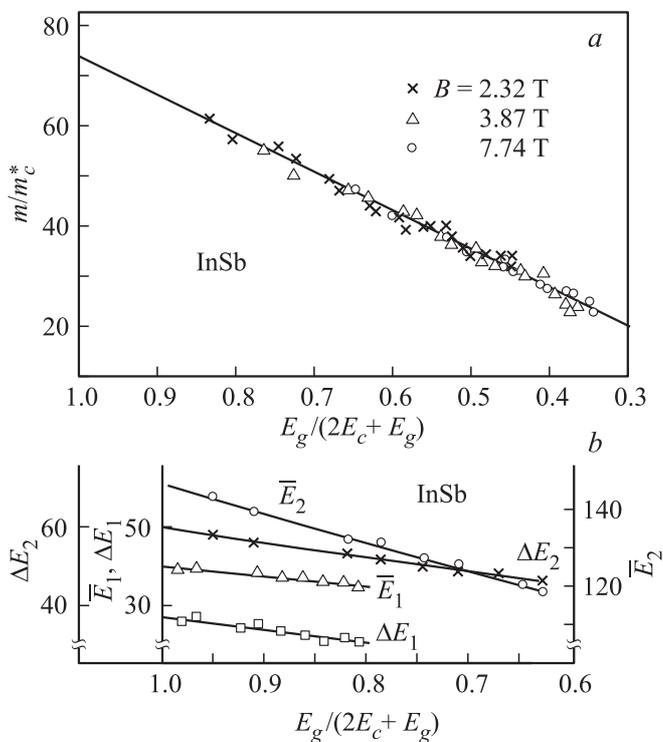


Рис. 43. Построение зависимости эффективной массы электрона от энергии в зоне проводимости, учитывающее непараболическое поведение зоны (а), и то же при анализе двух первых переходов ДЭ на легкой дырке (b).

в поле менее 4 Т. При дальнейшем повышении поля до уровня около 8 Т на спаде континуума появляется структура (рис. 40), приблизительно повторяющая расстояния между уровнями Ландау дырок [67].

Типичные спектры ДЭ InSb и их расшифровку мы приводим на рис. 41. Эти спектры позволили вычислить наиболее полный набор параметров зонной структуры InSb [68,69] (рис. 42, 43).

Существенно более значительные величины β теоретически легко реализуются в кристаллах PbTe, диэлектрическая проницаемость в которых достигает $\epsilon_0 = 1000$.

5.3. Доказательство участия экситонов в образовании магнитооптических спектров PbTe (1986 г.). Наблюдение экситонных спектров в узкощелевых полупроводниках существенно расширило круг полупроводников с доминированием кулоновского взаимодействия в процессах межзонного оптического поглощения, оно оказалось возможным благодаря первоначальному использованию эффекта „возгорания“ экситонного поглощения в магнитном поле. Но особым моментом здесь оказывается выяснение роли экситонов в случае магнитооптики PbTe, в котором возможная энергия связи экситона столь ничтожна (теоретически ее порядок составляет десятые доли миллиэлектрон-вольта), что экситон может быть разрушен уже тепловым движением даже при криогенных температурах. Вместе с тем, с другой стороны, уже очень слабое магнитное поле при такой энергии связи одномеризует экс-

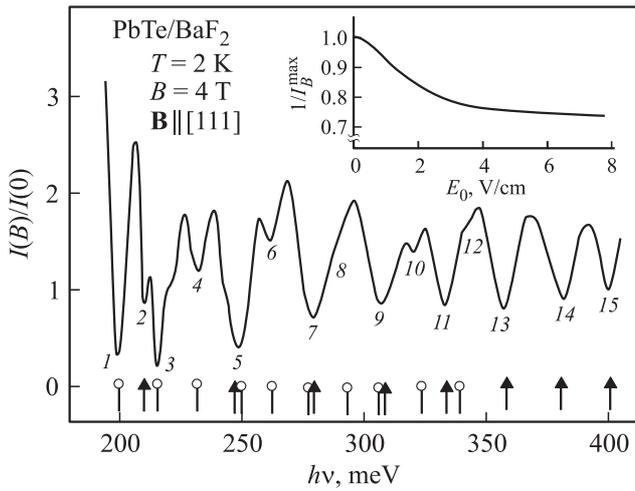


Рис. 44. ОМП в кристаллах PbTe/BaF₂. На вставке — изменение амплитуды ОМП при приложении электрического поля E_0 . Внизу приведен теоретически рассчитанный спектр для переходов с тяжелой (кружки) и легкой (треугольники) массами.

тон, а, как известно, связанное (экситонное) состояние в 1D-случае способно возникать в сколь угодно мелком притягивающем потенциале. Возникает парадоксальная ситуация, когда экситон способен образоваться в очень слабом магнитном поле, а вероятность его образования тем выше, чем ниже вероятность связывания электрона и дырки в отсутствие магнитного поля. Естественно задаться вопросом: какова роль экситонов в образовании ОМП кристаллов, подобных PbTe, в которых прямое (без магнитного поля) наблюдение экситонов практически невозможно? Таким образом, доказательство существенной роли диамагнитных экситонов в наблюдении осциллирующей зависимости края поглощения этих кристаллов (а такие наблюдения хорошо известны) является принципиальным моментом физики диамагнитных экситонов. Мы зарегистрировали осциллирующее магнитопоглощение PbTe на гетероэпитаксиальном образце PbTe/BaF₂ (рис. 44) и для изучения проблемы записали дифференциальные спектры электропоглощения в скрещенных электрическом и магнитном полях (рис. 45) [70,71]. Дифференциальный сигнал оказался весьма своеобразным. Его амплитуда быстро возросла при увеличении постоянного смещения до 3 V/cm (спектр *a*) и затем резко падала вновь до нуля (спектр *b* на рис. 45). Этот спад спрямляется в масштабе, соответствующем зависимости вероятности ударной ионизации экситонов большого радиуса свободными электронами в ускоряющем электрическом поле, образованном приложенным смещением (рис. 46). Из экспериментальных данных мы смогли извлечь величины эффективных масс электронов и дырок, а также радиус и энергию связи экситонов в PbTe в зависимости от приложенного магнитного поля [70,71]. Экспериментально и теоретически была исследована проблема возникновения связанных

(экситонных) состояний в кристаллах типа PbTe с чрезвычайно высокой диэлектрической проницаемостью при наличии магнитного поля. Если магнитное поле одномеризует движение электрона и дырки, а в одно-

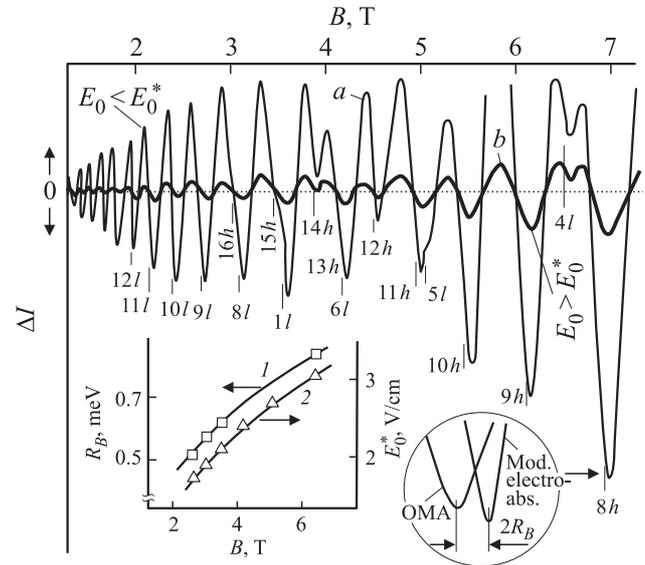


Рис. 45. Дифференциальные спектры электропоглощения PbTe в скрещенных электрическом и магнитном полях. На вставках: справа — оценка энергии связи при сравнении положений максимумов в спектрах ОМП (OMA) и электропоглощения, слева — энергии связи ДЭ (1) и критические электрические поля E_0^* (2) в зависимости от напряженности магнитного поля. Обозначения спектральных минимумов: порядковый номер минимума в спектре и тяжелая (h), легкая (l) приведенные массы.

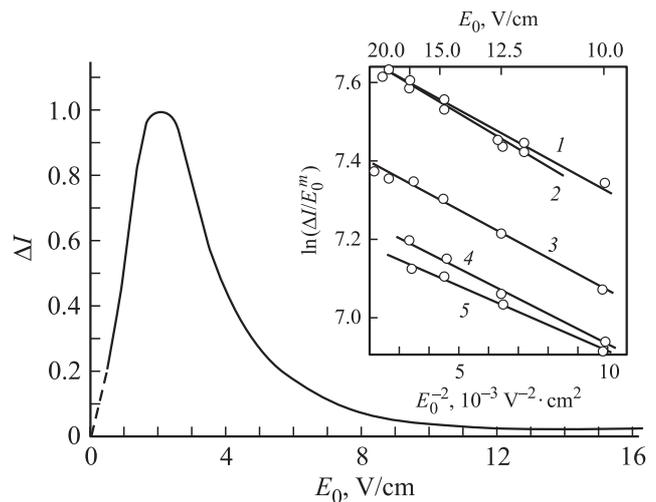


Рис. 46. Изменение интенсивности электропоглощения PbTe в зависимости от постоянной составляющей электрического поля. На вставке — спад интенсивности электропоглощения в зависимости от обратной величины квадрата постоянной составляющей электрического поля (в координатах, спрямляющих выход ударной ионизации экситонов ускоренными электрическим полем электронами). Цифры соответствуют различным образцам.

мерном притягивающем потенциале, сколь бы мелким он ни был, возникает связанное состояние, то какова при этом энергия связи? Минимальная энергия связи R_{\min} при $B \approx 10$ Т оценивается нами для PbTe как величина $R_{\min} \approx 0.2$ eV. Применение модели диаманитных экситонов позволяет получить при использовании эффективной проницаемости $\epsilon_{\text{eff}} \approx 120-140$ энергии связи экситона в магнитном поле $R_B \approx 0.6-0.9$ meV, которые согласуются с выполненным экспериментом по межзонному магнитопоглощению и электропоглощению в магнитном поле. Полученные данные (рис. 45,46) можно расценивать как первое обнаружение экситонных состояний в PbTe, которые разрушаются из-за ударной ионизации в электрическом поле $E > E_0^*$.

Рассмотрим отдельно проблему существования мелких связанных состояний, принципиально важную для понимания оптических и электронных процессов в узкощелевых полупроводниках. Особенно острой она является в кристаллах типа теллурида свинца еще и потому, что помимо обычных для узкощелевых полупроводниковых кристаллов малых значений эффективных масс носителей заряда в них чрезвычайно велика решеточная поляризуемость, приводящая к экстремально высокой статической диэлектрической проницаемости $\epsilon_0 \approx 1000$ [72]. Кроме того, положение усугубляется относительно широкой областью гомогенности в этих кристаллах: это приводит к тому, что всегда существуют вырождение и значительная концентрация зонных носителей. Поэтому связанные состояния легко разрушаются, например, экранированием свободными зарядами. Учет анизотропии, динамического экранирования, наконец, релаксации решетки, приводящей, согласно [73], к уменьшению эффективной проницаемости до величин порядка $\epsilon_0 = 100$, сохраняет тем не менее достаточно низкое значение энергии связи $R_0 \approx 10^{-5}$ eV и столь большой радиус $a_0^* \approx 7000$ Å, что связанные состояния уже при гелиевых температурах по-прежнему будут термически диссоциированы.

Как уже отмечалось, положение в принципе изменится при включении магнитного поля, если напряженность его достаточна для выполнения неравенства $\beta \equiv \hbar\Omega/2R_0 \gg 1$ (Ω — сумма циклотронных частот электрона и дырки). Это неравенство выполняется тем быстрее, чем меньше R_0 , и для его выполнения в PbTe формально оказывается достаточно напряженности $B_0 \gtrsim 0,01$ Т, а при $B > B_0$ происходит одномеризация потенциала. В этом случае движение в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, полностью определяется магнитным полем и происходит по циклотронным орбитам с радиусом $L = (c\hbar/eH)^{1/2}$, а движение вдоль магнитного поля определяется квазиодномерным потенциалом. Одномеризация произойдет и для других (не кулоновских) потенциалов при условии их слабости по сравнению с энергией движения частицы в магнитном поле.

Для нахождения спектра связанных состояний E_b в слабом произвольного вида потенциале в сильном маг-

нитном поле можно использовать адиабатическое разделение переменных, которое приводит к одномерному дифференциальному уравнению (см., например, [16,17]) с одномерным адиабатическим потенциалом $V(z)$, вычисляемым в первом порядке теории возмущений. Принципиально важным для дальнейшего изложения результатом решения этого уравнения является известное положение [74], утверждающее, что в одномерном притягивающем потенциале, каким бы слабым он ни был, всегда существует по крайней мере одно связанное состояние. Поэтому даже мелкие потенциалы, не дающие без магнитного поля связанного уровня, такие, что $|U| \leq \hbar^2/m^*a^2$ (где a — характерный радиус действия потенциала), в магнитном поле становятся связывающими. Энергия связи уровня, который появляется в потенциальной яме малой глубины, если следовать [74], будет определяться выражением

$$E_b = \frac{m^*}{2\hbar^2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} dz V_l(z) \right]^2 = \frac{m^*}{2\hbar^2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{\infty} \rho d\rho U(\sqrt{\rho^2 + z^2}) |f_l(\rho)|^2 \right]^2, \quad (13)$$

где потенциал $V_l(z)$ получен в результате усреднения трехмерного потенциала $U(\sqrt{\rho^2 + z^2})$ на волновых функциях $f_l(\rho)$, описывающих движение частиц в плоскости, перпендикулярной магнитному полю ($\mathbf{z} \parallel \mathbf{B}$, а l — номер уровня Ландау). В том случае, когда $L\sqrt{l}$ — характерный размер волновой функции в плоскости $x-y$ — много больше, чем размер ямы a в (1), можно заменить $f_l(\rho)$ на $\lim_{n \rightarrow \infty} f_l(\rho)$. Тогда выражение для энергии связи состояний с проекцией момента $M = 0$ примет вид

$$E_b = \frac{m^*}{8\pi^2\hbar^2} \frac{1}{L^4} \left(\int U(r) dV \right)^2. \quad (14)$$

Характерно, что эта величина не зависит от номера уровня Ландау l . Выражение (14) дает возможность просто оценить энергию связи в потенциальной яме предельно малых размеров, таких, что a имеет порядок постоянной решетки. При этом диэлектрическую проницаемость естественно полагать близкой к единице. Считая характерный размер волновой функции поперечного движения равным L , для объема $dV \approx (4\pi/3)a^3$ с кулоновским потенциалом $U(r) \approx e^2/a$ из (14) получим

$$E_b = E_{\min} \approx -Ry \left(\frac{m^*}{m} \right) \left(\frac{a}{L} \right)^4, \quad (15)$$

где $Ry = 13.6$ eV. Подставив для PbTe в геометрии $\mathbf{B} \parallel [111]$ в (15) продольную массу и в качестве a_{\min} постоянную решетки PbTe ($a \sim 6.5$ Å), получим оценку минимальной энергии связи для экситонных состояний, которая для поля напряженностью 10 Т составит $E_{\min} \approx 0.2$ meV. Эта энергия превышает kT для тем-

пературы, обычной в экспериментах с охлаждением жидким гелием: $T \approx 2$ К. Таким образом, возникновение экситонов при соответствующих условиях измерений не оказывается невероятным событием.

6. Наблюдение спектров диамагнитного экситона в полупроводниковых твердых растворах

Рост напряженности магнитного поля будет способствовать образованию экситонных состояний до тех пор, пока не найдутся потенциальные ямы, оказавшиеся способными захватывать дырки и электроны по отдельности, что приведет уже к разрушению экситона. Такую роль могут сыграть, например, флуктуации потенциала в твердых растворах либо легированных полупроводниках или же потенциал дефекта. Нами исследовано образование спектров диамагнитного экситона в полупроводниковых твердых растворах и выполнено первое наблюдение [75,76] весьма протяженных спектров ДЭ в полупроводниковых соединениях InGaAs (рис. 47, *a, b*),

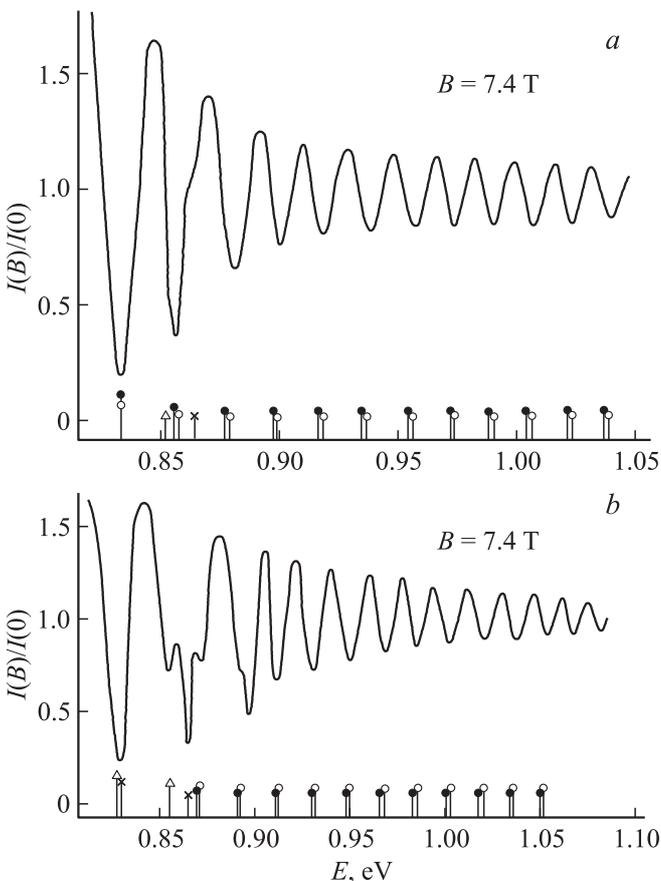


Рис. 47. Спектры ДЭ в InGaAs/InP для право- (*a*) и левоциркулярной (*b*) поляризации. Спектры имеют значительную протяженность, но полностью лишены „тонкой“ структуры. Обозначения переходов в теоретическом спектре стандартные.

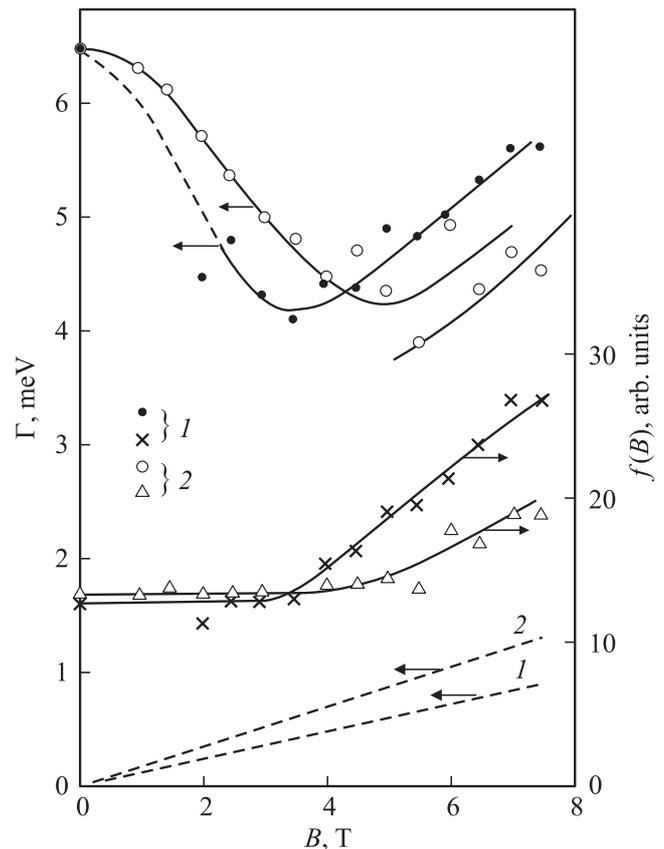


Рис. 48. Зависимости ширины линий в спектре и сил осциллятора переходов в состоянии ДЭ от напряженности магнитного поля [76]. 1 — σ^+ -поляризация, 2 — σ^- -поляризация. Линии уширяются, но затем уширение компенсируется ростом силы осциллятора, пропорциональным квадрату магнитного поля. Штриховыми линиями показан учет возможного вклада в уширение, связанный со спиновым расщеплением уровней.

а также в AlGaAs [77] (2004–2008 гг.). В этих опытах мы уделили особое внимание изменению ширины линий спектра ДЭ при росте магнитного поля. Увеличение напряженности магнитного поля поначалу сужает линии спектра. Но начиная с 3–4 Т в InGaAs оно уже быстро уширяет линии спектра ДЭ, а дальнейшее увеличение поля ведет к столь существенному уширению линий ДЭ, что, можно думать, это сможет привести в конечном результате к разрушению спектра (рис. 48). В других случаях, например в CdHgTe, мы имели возможность явно наблюдать быстрое гашение осцилляций (рис. 49), что можно связывать со значительно большей амплитудой флуктуаций в CdHgTe. По-видимому, для AlGaAs и InGaAs с заметно меньшей амплитудой флуктуаций этот эффект не столь силен, так что выполненные эксперименты позволили наблюдать протяженные спектры диамагнитных экситонов (правда, при полностью отсутствующей „тонкой“ структуре осцилляций). Эти эксперименты дали возможность точного определения параметров зон для данного состава твердого раствора.

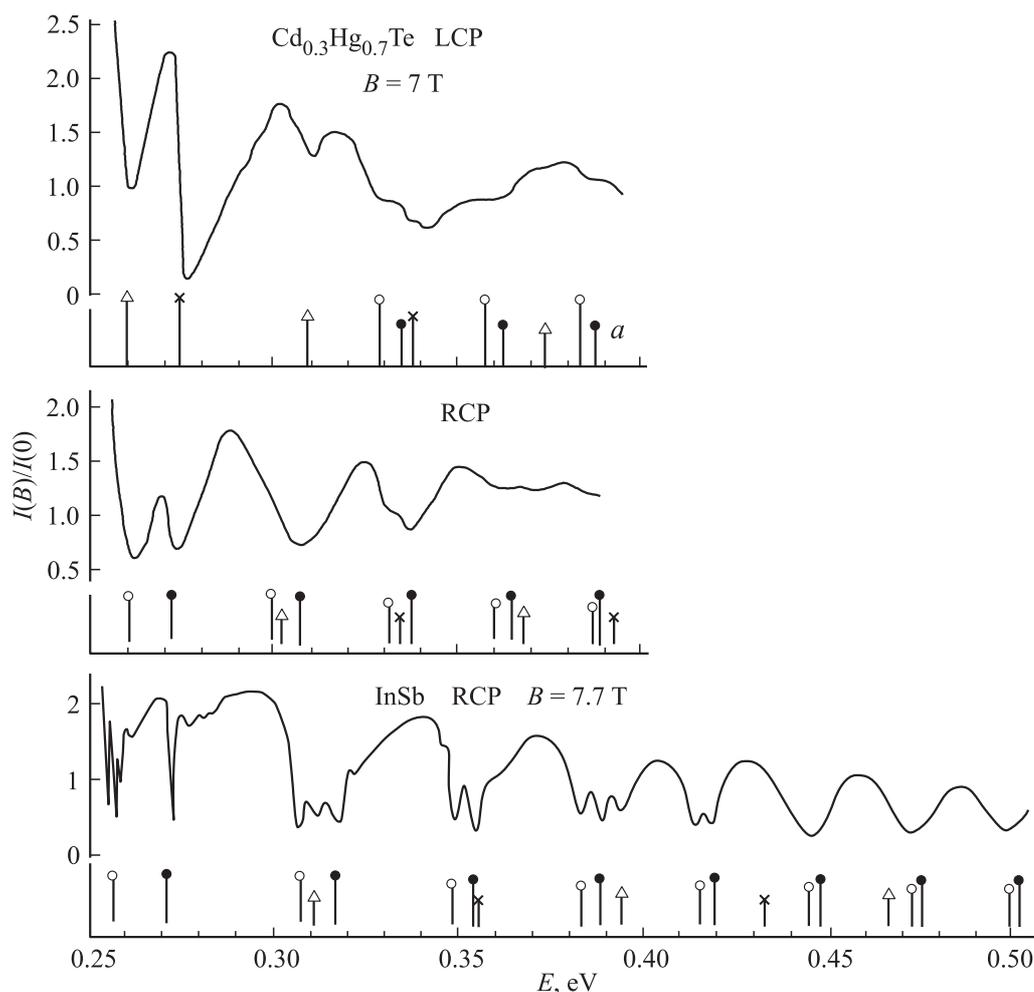


Рис. 49. Сравнение спектров ДЭ в InSb и Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te с близкими E_g : в Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te спектр ДЭ гораздо быстрее угасает при увеличении энергии фотона, демонстрируя эффект гашения флуктуациями потенциала.

7. Развитие концепции диаманитных экситонов и применение ее к широкому кругу полупроводниковых кристаллов

Мы применили концепцию диаманитных экситонов к широкому кругу полупроводниковых кристаллов. Среди экспериментально исследованных кристаллов более пятнадцати различных полупроводников, в том числе и наиболее интересных с точки зрения практических приложений. На рис. 50 мы приводим схему, показывающую их расположение на шкале энергии запрещенных зон, а также величин β_1 , необходимых для перехода через $\beta = 1$, и магнитных полей, необходимых для выхода на выполнение критерия ЭЛ. Наблюдаемая картина в существенной степени оказывалась зависящей от исходного спектра экситона Ванье–Мотта (или же его отсутствия). Возможные варианты исходных спектров для различных типичных случаев приводятся в нижней части рис. 50.

Для всех перечисленных случаев разрабатывалась соответствующая методика вычисления точных пара-

метров зонной структуры кристалла. Общей частью методик являлись расшифровка спектров и вычисление энергий связи ДЭ каждого состояния, что позволяло установить энергии переходов между скрытыми подзонами Ландау.

В процессе исследования спектров ДЭ мы традиционно интересовались в первую очередь возможностью получения сведений о зонной структуре полупроводника и основных ее параметрах. Было разработано несколько различных способов получения достоверных данных о параметрах зон (см., например, [17]). Мы не будем останавливаться подробно на этих способах и обратим внимание на один из наиболее простых и удобных: сопоставление переходов в право- и левоциркулярных поляризациях. Он основан на различии соответствующих правил отбора для переходов по квантовому числу Ландау ($\Delta l = \pm 1$). Вычитая соответствующие энергии друг из друга, можно установить сумму двух ближайших циклотронных энергий для электронов, легких и тяжелых дырок. Метод следует работам Эггервала [78] и позволяет помимо эффективных масс установить

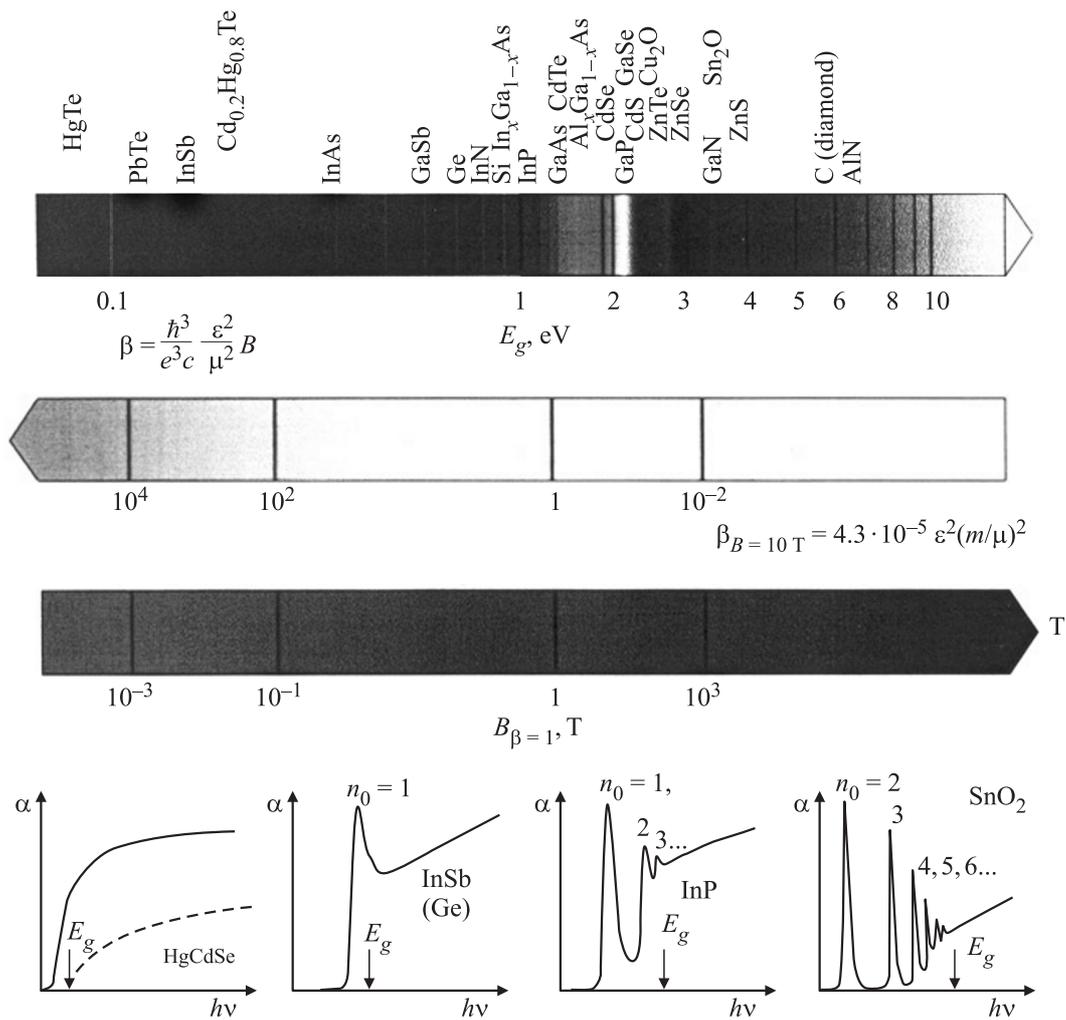


Рис. 50. Схема, показывающая набор полупроводниковых кристаллов, в которых исследовались ДЭ, на шкале запрещенных зон и приведенных магнитных полей.

коэффициенты непараболичности электронов, легких и тяжелых дырок, необходимые для более глубокого исследования зонных параметров, учитывающего не только взаимодействие ближайших зон (валентных и проводимости), но и их взаимодействие с высшими зонами, например, в рамках пятизонной модели. Более радикальным, но и более трудоемким методом является создание оптимизационной программы сравнения полного набора экспериментальных данных с расчетными, построенными при варьировании параметров. Работу такой программы (она была использована при обработке данных по спектрам ДЭ в InSb) иллюстрирует рис. 42, на котором хорошо отслеживаются абсолютные минимумы среднеквадратичных отклонений по каждому из варьируемых параметров. Чувствительность метода высока и позволяет определить не только параметры, явно участвующие в образовании спектра переходов между подзонами Ландау, но и диэлектрическую проницаемость, входящую только в энергию связи диамагнитного экситона. При этом график, отображающий оптимизацию,

может быть построен по каждому из оптимизируемых параметров в отдельности, что демонстрирует величину допустимой погрешности для каждой устанавливаемой величины. Так, количество исходных данных, использованных при подгонке параметров зонной структуры в работе [16], равнялось 125. При этом суммарный средний квадрат отклонений составил $\delta_l = 53.4 \text{ meV}^2$, что даст $(\delta_l/125)^{1/2} = 0.65 \text{ meV}$ на точку при оптимальном методе подгонки, учитывающем энергии связи ДЭ, а также нелокальность потенциала и непараболичность тяжелой дырки при независимых параметрах. При этом параметры InSb составили $E_p = 23.43 \text{ eV}$, $F = -1.18$, $N_1 = -0.24$, $m_c^*/m = 0.0139$, $\gamma_1 = 36.21$, $\gamma_2 = 15.3$, $\gamma_3 = 15.95$, $\kappa = 15.22$, $q = 0.31$. В настоящее время это, по-видимому, наиболее точные параметры зон InSb.

Существенная часть полученных сведений о параметрах зон различных полупроводников, а также о сопутствующих экспериментальных и теоретических исследованиях содержится в двух монографиях [16,17], в которые входит написанная Сейсяном и Захарченей гла-

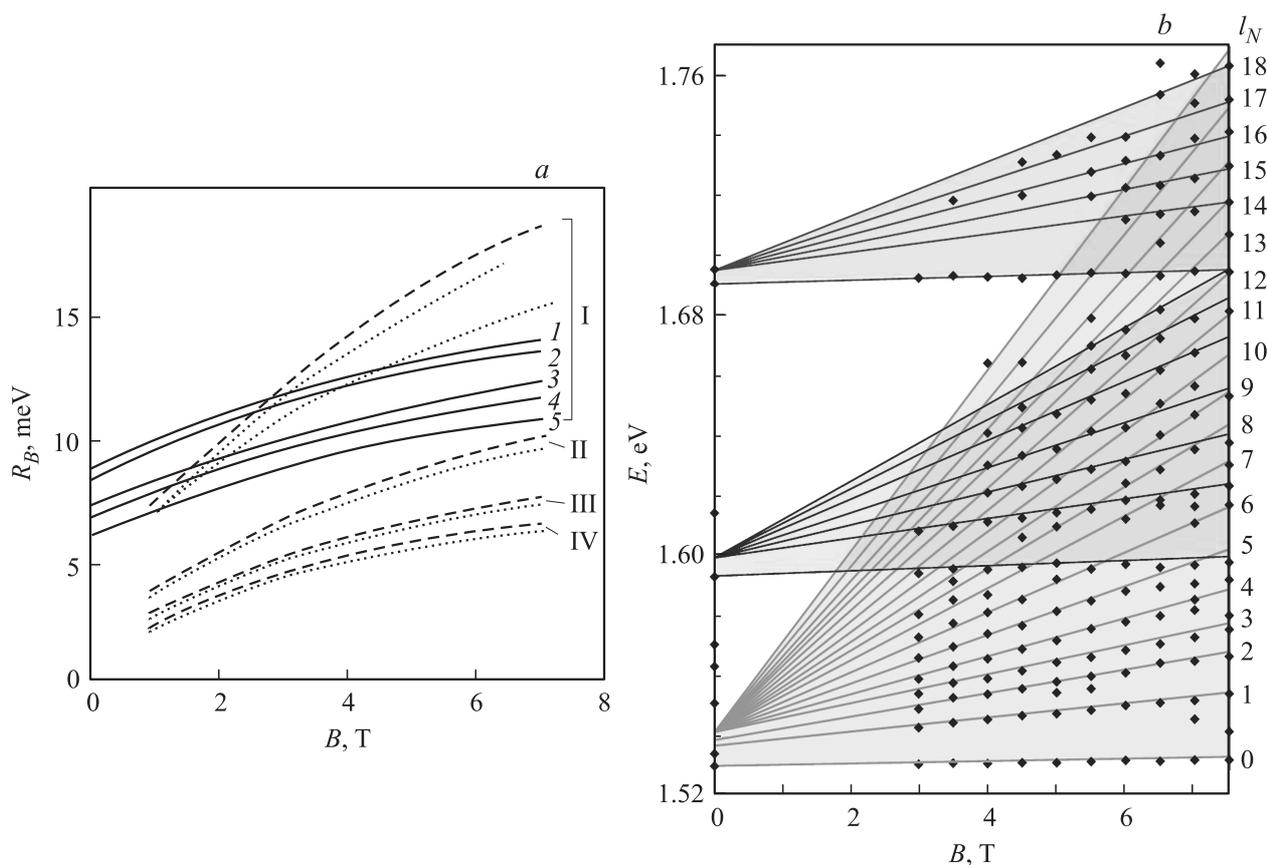


Рис. 51. ДЭ в МКЯ GaAs: *a* — энергии связи ДЭ в МКЯ, *b* — всерная диаграмма ДЭ в МКЯ GaAs с поправкой на энергии связи ДЭ. I–IV — различные группы переходов в МКЯ, l –5 — квантовые числа.

ва „Межзонное магнитопоглощение в полупроводниках как спектроскопия диаманитных экситонов“ („Interband magneto-optics of semiconductors as diamagnetic exciton spectroscopy“). Эти книги охватывают главным образом результаты ранних исследований проблемы диаманитных экситонов.

В них не вошли исследования, выполненные с низкоразмерными системами, например с квантовыми ямами, и с экситонным поляритоном. Работы по получению данных об энергетической структуре и параметрам зон материалов, входящих в квантово-размерные (2D) структуры, легли в основу публикации [79]. Соответствующая часть указанной работы называется „Fine structure of excitons in high quality InGaAs/GaAs quantum wells“. В ней содержатся методики вычисления зонных параметров из спектров диаманитных экситонов в низкоразмерных гетероструктурах.

8. Магнитооптика квантовых ям (диаманитный экситон в квантовой яме)

Нами было выполнено одно из первых наблюдений осциллирующего поглощения в квантовых ямах

GaAs/AlGaAs [80]. Для анализа магнитооптических спектров была построена теория диаманитного экситона в квантовой яме, позволяющая вычислить энергии связи диаманитных экситонов, принадлежащих разным числам Ландау на различных уровнях размерного квантования [81,82]. Эта теория и следующая из нее методика применялась нами во всех последующих работах, в которых так или иначе проявлялись эффекты магнитооптики 2D-состояния. Учет энергий связи позволяет восстановить положения уровней Ландау и таким образом установить приведенные эффективные массы экситонов, участвующих в оптическом поглощении квантовой ямы, а также точное значение исходной энергии уровня размерного квантования (рис. 51).

8.1. Первое магнитооптическое наблюдение эффектов „кулоновской“ ямы и ее осцилляторных состояний в квантовых ямах InGaAs/GaAs (1993–1994 гг.). Одним из наиболее специфических проявлений магнитооптики 2D-состояния в гетероструктурах является возникновение эффектов „кулоновской ямы“, связанных с дополнительной локализацией дырки, благодаря ее кулоновскому притяжению к электрону, пространственно ограниченному потенциалом квантовой ямы (рис. 52). В принципе эффект существует в любом типе квантовой ямы, но особенно

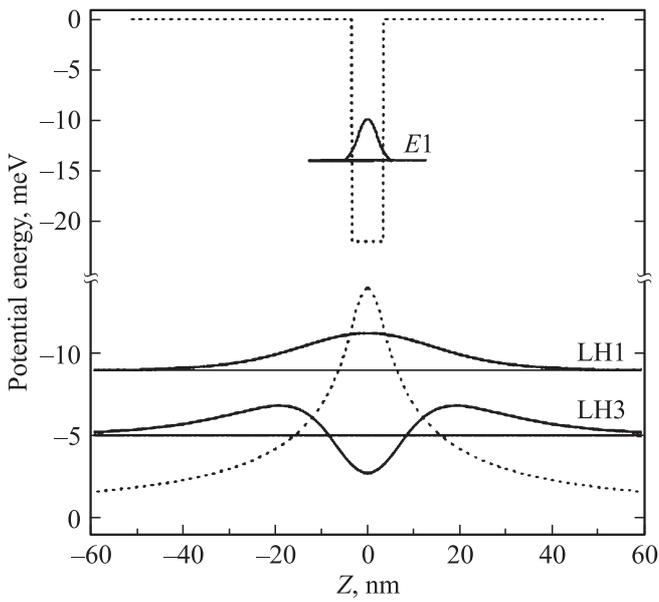


Рис. 52. ДЭ в „кулоновской“ яме и схема образования „кулоновской“ ямы.

четко выражен в случае гетероперехода смешанного типа, такого, как, например, в (In,Ga)As/GaAs [83,84], когда существуют одновременно обычный гетеропереход и гетеропереход тип I–тип II. Таким образом, в слое тройного твердого раствора InGaAs присутствуют притягивающий потенциал для электрона и тяжелой дырки и отталкивающий потенциал для электрона и легкой дырки. В такого рода объектах магнитооптика экситона с тяжелой дыркой описывается в рамках обычной теории [81,82,85,86]. В то же время „легкодырочный“ экситон приобретает ряд специфических черт и до некоторых значений напряженности магнитного поля не создает обычной веерной диаграммы (рис. 53). Исследование поведения легких дырок обнаруживает образование серии дискретных „осцилляторных“ состояний (рис. 54). Такое магнитооптическое явление обнаружено нами впервые. Работы, посвященные „кулоновской яме“ и ДЭ, образующимся в „кулоновской яме“, в наиболее полном виде описаны и легли в основу публикации Сейсяна с соавторами [79]. Другим специфическим магнитооптическим явлением 2D-системы квантовых ям и сверхрешеток является поведение в магнитном по-

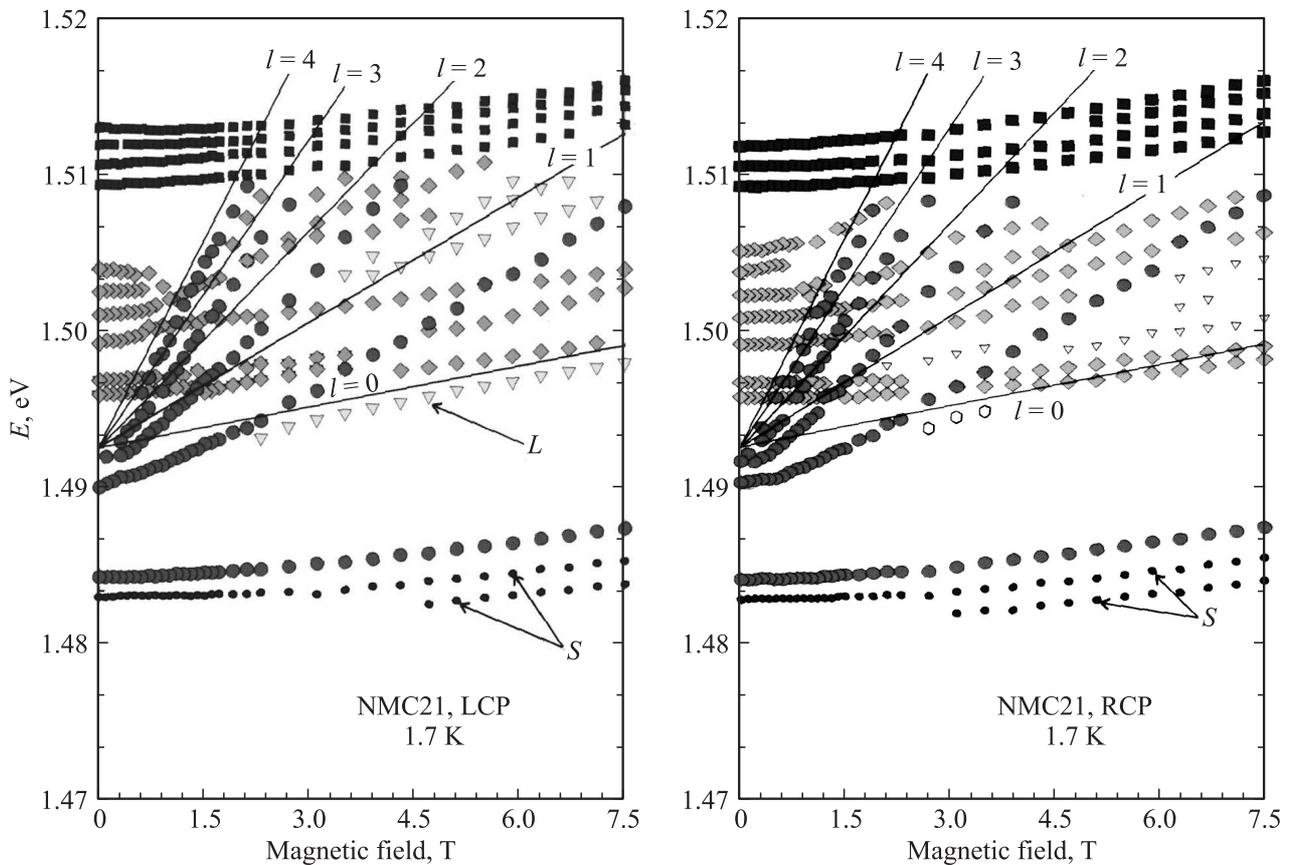


Рис. 53. Веерная диаграмма ДЭ в „кулоновской яме“ (экситоны на тяжелых дырках). *S* — дополнительная длинноволновая структура, связанная с флуктуациями толщины квантовой ямы и ростом островков, которые на 1–2 монослоя толще основной квантовой ямы, *L* — дополнительная структура, принадлежащая возбужденному состоянию предыдущей линии на „веере“ с меньшим *l*.

ле искусственно создаваемого „надбарьерного“ экситона [87].

8.2. Наблюдение надбарьерного экситона и его магнитооптика (1996–2000 гг.). Надбарьерный экситон возникает в системе сверхрешеток, разделенных уширенными барьерами. При этом зонная структура сверхрешетки представляет собой чередование одномерных разрешенных и запрещенных минизон, а уширенный слой является аналогом примесного центра в исходной кристаллической решетке. В запрещенных минизонах образуются дискретные „примесные“ уровни энергии, в том числе и при надбарьерных энергиях. Оптимальными с точки зрения пространственной локализации надбарьерных электронов являются брэгговски упорядоченные сверхрешетки, в которых толщины слоев равны четверти длины волны де Бройля электронов с энергией, соответствующей надбарьерному состоянию.

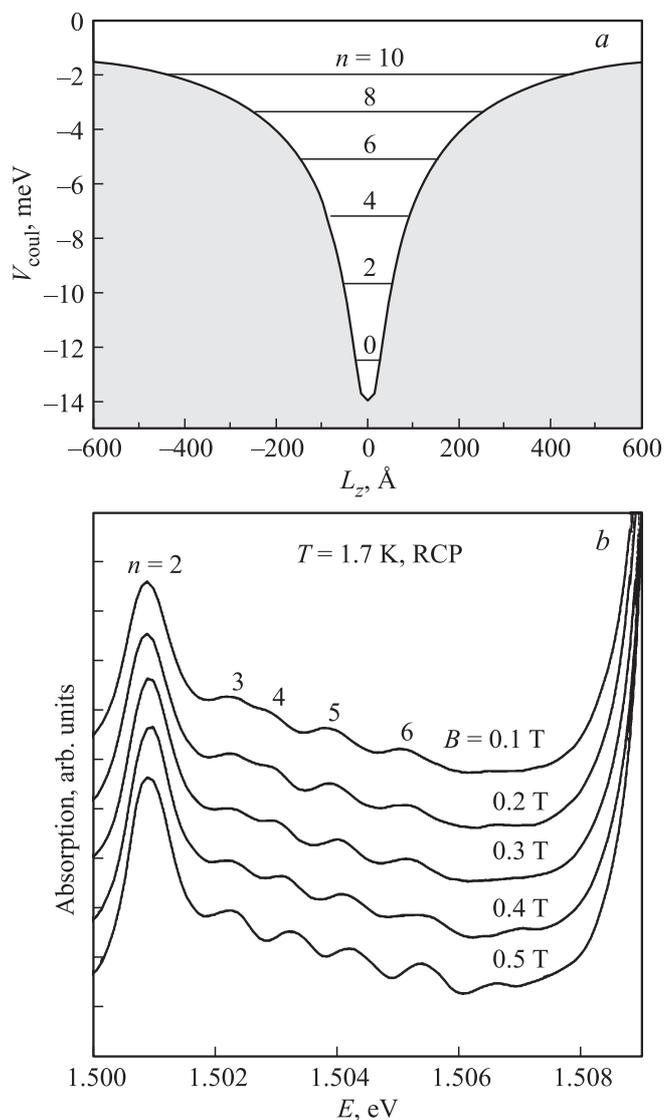


Рис. 54. Образование „осцилляторных“ состояний в кулоновской яме: теория (a) и эксперимент (b).

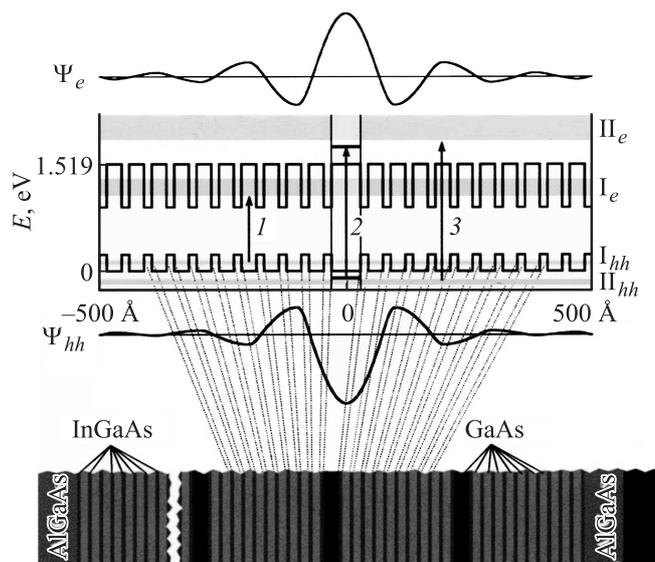


Рис. 55. Зонная схема гетероструктуры AlGaAs/GaAs. Цифры соответствуют переходам: 1 — в сверхрешетке, 2 — в состоянии надбарьерного экситона, 3 — надбарьерные переходы.

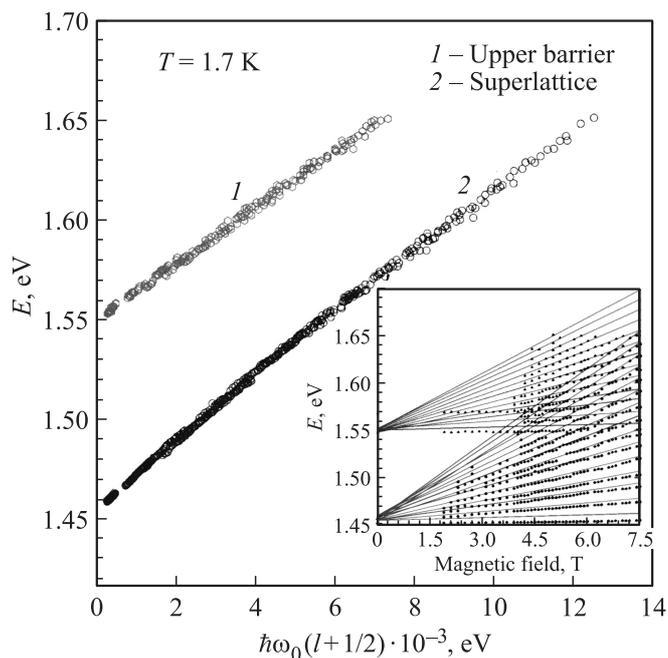


Рис. 56. Магнитооптика надбарьерного экситона. Верные диаграммы с поправкой на энергию связи ДЭ.

При этом уширенный барьер создается слоем с толщиной, равной половине длины волны де Бройля [87–89]. Глубина проникновения электрона в область сверхрешеточных зеркал, как показывают вычисления, ограничена. Рис. 55 показывает конструкцию соответствующей гетеросистемы, разработанной и изготовленной при помощи молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs, а

рис. 56 — соответствующие веерные диаграммы и их обработку с учетом энергий связи диамагнитного экситона и для минизон, и для локализованного состояния. Как следует из экспериментальных данных, сила осциллятора создаваемого искусственно надбарьерного экситона превышает силу осциллятора основного экситонного состояния в сверхрешетке, что подтверждает исключительную эффективность интерференционной надбарьерной локализации по сценарию Вигнера–фон Неймана.

9. Магнитооптика квантовой проволоки и квантовой точки

Диамагнитные экситоны в квантовых проволоках экспериментально слабо изучены по причине труднопреодолимых технических проблем. Дело в том, что в отличие от квантовых точек их невозможно получить самоорганизацией при эпитаксиальном выращивании. Имеется возможность изготовления тонких цилиндрических образцов диаметром в десятки нанометров и длиной порядка микрометров в виде „вискеров“, т.е. „усов“, относительно случайно расположенных на поверхности полупроводниковой пластины, образующихся при определенных режимах эпитаксиального роста. Однако их отделение от подложки и упорядоченная упаковка для создания образца для магнитооптического эксперимента являются все еще нерешенной проблемой. Известна попытка [90] ее решения при помощи заравнивания поверхности с рядом v -образных канавок в гетеросистеме $(Al,Ga)As/GaAs$ при наращивании множественных квантовых ям (МКЯ) $GaAs$ (рис. 57), однако качество образцов оказалось недостаточно высоким для получения

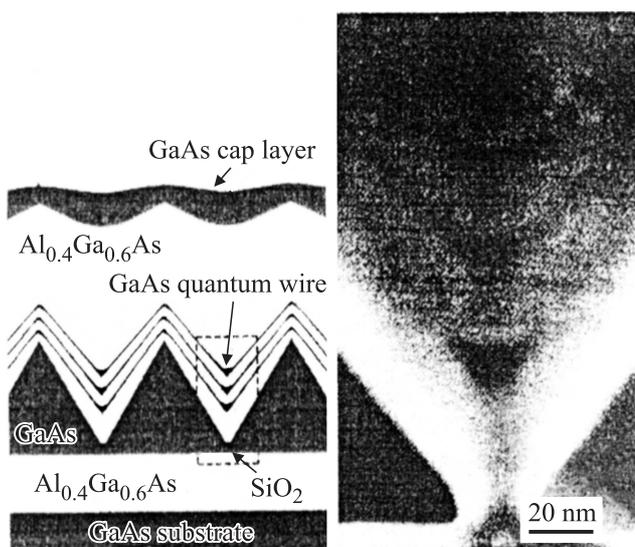


Рис. 57. Сечение образца, изготовленного для экспериментального исследования магнитооптики одномерного состояния в полупроводниках.

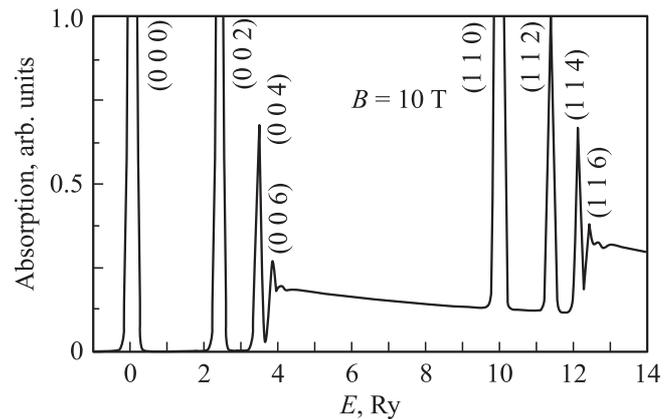


Рис. 58. Теоретический спектр ДЭ в одномерном объекте.

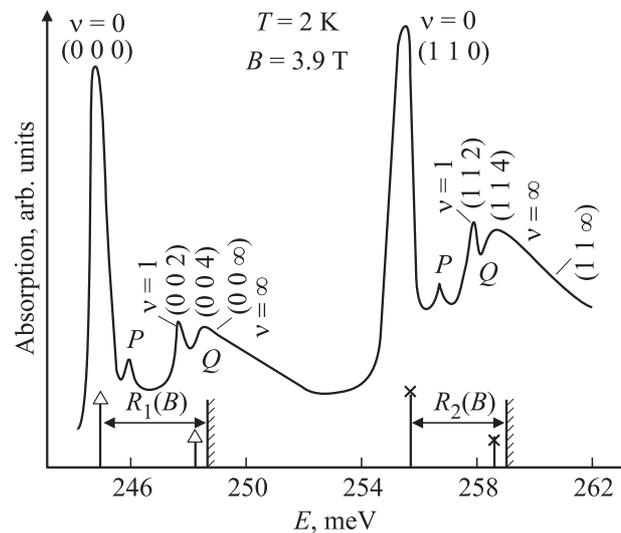


Рис. 59. Спектр ДЭ для первых максимумов в $InSb$ (подробности в тексте).

сколько-нибудь информативного спектра ДЭ квантовой проволоки [91].

Теоретическое исследование спектров ДЭ в квантовой проволоке выполнено в [66]. Линии дискретного спектра различных состояний ДЭ возникают на континуумах состояний, подчиняющихся обратной корневой зависимости от энергии фотона — $E^{-1/2}$ (рис. 58). Это хорошо согласуется с наблюдениями [67–69]. Спектр квази-1D-экситона $InSb$ приведен на рис. 59 в сопоставлении с теоретическим спектром (по [66]). В нем хорошо обозначены континуум с обратной корневой зависимостью от энергии фотона и дискретные состояния, которые условно можно отнести к (006) или (116) . Ясно, что качество использованного образца не обеспечивает столь же узких дискретных линий, как в теоретическом спектре. В то же время в [67–69] наблюдается новое явление, не предсказываемое теорией [66]: квазициклотронный резонанс дырок. Поэтому перспективным

остается моделирование 1D-структур на экситонах в сильном и сверхсильном магнитном поле.

Интересен вопрос о возможности наблюдения спектров ДЭ в квантовых точках. С одной стороны, вероятность связывания электрона и дырки в экситон растет при квантовом ограничении объема квантовой точкой. Но с другой — образование уровней Ландау, известное для 3D-структур как расслоение континуума в магнитном поле, требует наличия континуума, который в первом приближении исчезает при переходе к 0D-размерности [92].

10. Экситонный поляритон и его роль в межзонной магнитооптике полупроводников и спектроскопии диаманитных экситонов

Наиболее полезной и информативной для изучения экситонного поляритона функцией отклика можно считать интегральное поглощение в экситонной линии поглощения K , определяемое как

$$K(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \alpha(\omega - \omega_0, \gamma),$$

где $\gamma = \Gamma/\hbar$. Для волн объемных экситонных поляритонов, распространяющихся в квазиоднородной среде с пространственной дисперсией, приведенный выше интегральный коэффициент поглощения выражается следующей аналитической зависимостью [93]:

$$K(\gamma) = K_{\max} \times \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left\{ \arctan \frac{\gamma/\gamma_c}{\sqrt{1-(\gamma/\gamma_c)^2}} + \frac{\gamma}{\gamma_c} \sqrt{1-(\gamma/\gamma_c)^2} \right\}, & \gamma < \gamma_c, \\ 1, & \gamma > \gamma_c. \end{cases} \quad (16)$$

Здесь

$$K_{\max} = \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{\epsilon_0} \omega_{\Gamma}^2}{c} \quad (17)$$

— максимальное значение интегрального коэффициента поглощения, а

$$\gamma_c = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \hbar \omega_{\Gamma}}{Mc^2}} \quad (18)$$

— критическое значение параметра затухания, определяемое условием $Q_1(\omega) = Q_2(\omega)$, которое означает эквивалентность обеих компонент поляритона. Существенное для нас свойство экситонных поляритонов заключается в том, что функция (16) возрастает от значения $K = 0$ при $\gamma = 0$ по закону $K(\gamma) = (4K_{\max}/\pi)\gamma/\gamma_c$ (при $\gamma/\gamma_c \ll 1$) до значения (17), которое достигается при $\gamma = \gamma_c$ и остается постоянным при $\gamma/\gamma_c > 1$. Критическая температура T_c , при которой наблюдается переход, определяется условием $\gamma(T_c) = \gamma_c$, где функция $\gamma(T)$

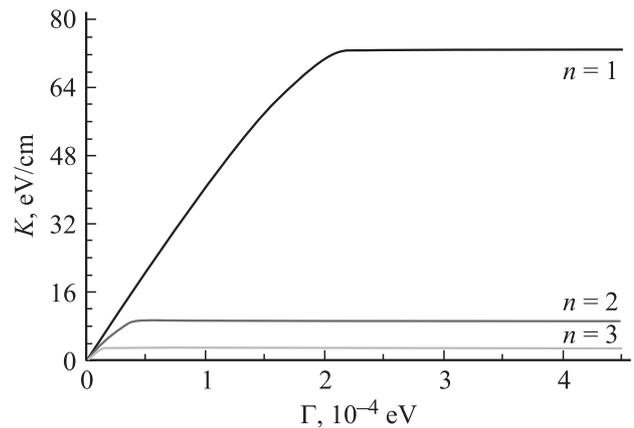


Рис. 60. Теоретическая зависимость интегрального поглощения K от фактора диссипативного затухания Γ для экситонного поляритона.

считается монотонной. График зависимости $K(\gamma)$ по [93] приводится на рис. 60. К числу первых попыток экспериментального наблюдения такого поведения можно отнести работы [89,94].

В настоящее время можно считать вполне установленным, что практически любые межзонные оптические явления в полупроводниках, возникающие при их помещении в сильное магнитное поле, определяются свойствами квазичастицы, названной диаманитным экситоном [18]. Концепция ДЭ выдержала проверку на более чем полутора десятках полупроводниковых кристаллов. Основную причину экситонного характера оптических процессов в этом случае можно усматривать в односторонней кулоновской квантовой ямы сильным магнитным полем и, как следствие, в неизбежном существовании в ней, как минимум, одного связанного электрон-дырочного состояния [74]. Как правило, магнитооптические исследования, выполненные ранее, преследовали целью установление характера и величин зонных параметров кристаллов. Для этого достаточным являлось качественное установление энергетических положений возникающих спектральных особенностей. Количественные измерения удавалось выполнить в отдельных редких случаях, когда предпринимались специальные меры, сводившиеся прежде всего к одновременной регистрации спектров пропускания и отражения. Такие спектры были измерены, например, в [46] и привели к установлению некоторых неожиданных явлений. Количественный спектр магнитопоглощения из работы [46] приведен на рис. 14, *a, b*. Он обнаруживает несколько неожиданное поведение амплитуд максимумов, по крайней мере для самого длинноволнового состояния в спектре, характеризуемого числом Ландау $l = 0$. Амплитуда максимума падает с увеличением магнитного поля вплоть до некоторого его значения α_{\max}^* . В то же время амплитуда магнитопоглощения из общих соображений, связанных со сжатием полем волновой функции экситона в плос-

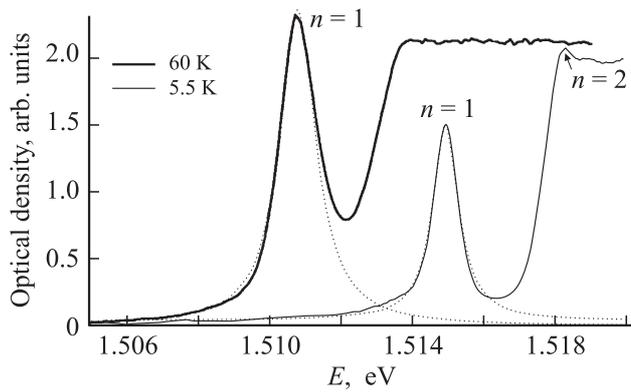


Рис. 61. Вид экситонного края поглощения GaAs при двух температурах. Пунктирные линии — аппроксимация основного состояния экситона лоренцианом для каждой температуры.

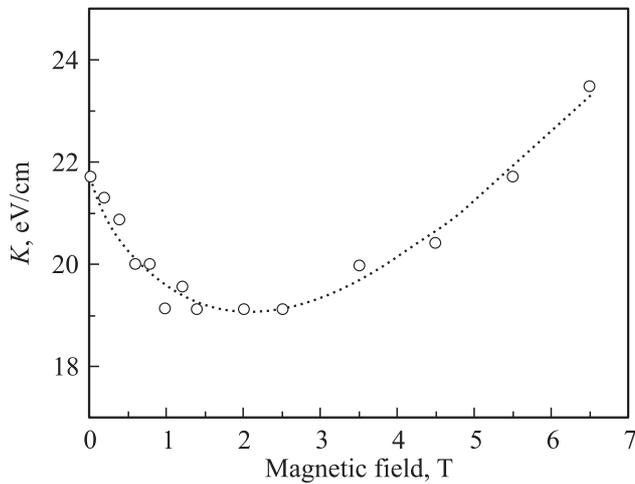


Рис. 62. Зависимость интегрального поглощения K от магнитного поля, полученная из количественных спектров ДЭ в GaAs (рис. 14).

кости, перпендикулярной магнитному полю, могла бы только расти пропорционально квадрату напряженности магнитного поля B^2 , как и сила осциллятора перехода f . Можно предположить, что наиболее вероятной причиной такого поведения является образование более сложной квазичастицы, а именно экситонного поляритона. Исходя из приведенных графиков можно сделать вывод, что основное состояние экситона будет иметь при низкой температуре интеграл, равный 8 eV/cm для GaAs и 16 eV/cm для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.15$. Вычисляя полуширину линии при гелиевой температуре, легко убедиться, что амплитуда такого экситона при лоренцевой форме линии окажется существенно ниже уровня континуума состояний. Таким образом, для экситонного поляритона оказывается вполне типичной структура экситонного края поглощения с основным состоянием, не достигающим уровня континуума. Уровни выравниваются при повышении температуры (рис. 61).

Увеличение силы осциллятора при увеличении напряженности магнитного поля имеет вид $\Delta f = (1 + d_n B^2)$, где d_n — дипольный момент экситона с главным квантовым числом n : $d_0 = \epsilon_0 a_{\text{exc}}^3 / 4\mu c^2$. Можно полагать, что уровень континуума также будет возрастать соответственно квадрату магнитного поля. Интересным моментом является начальная часть зависимости K от магнитного поля. Как выясняется, она, несмотря на рост силы осциллятора, носит спадающий характер. И для GaAs, и для AlGaAs зависимость $K(B)$ имеет вид кривой с минимумом (рис. 62), который удобно аппроксимировать выражением: $K(B) = K(0)(1 + d_n B^2)(1 - pB^{1/2})$. Только с увеличением напряженности магнитного поля до величин порядка $B_{\text{min}} = 2-2.5$ Т увеличение силы осциллятора в магнитном поле начинает преобладать, и наблюдается общий рост. Падение можно объяснить, только пользуясь представлением об экситонном поляритоне. Исходя из зависимости, приведенной на рис. 60, оно соответствует уменьшению фактора диссипативного затухания с увеличением магнитного поля. Для объяснения спадающей части зависимости можно привлечь магнитное „вымораживание“ примеси, исследованное в [95]. Увеличение напряженности магнитного поля приводит к росту энергии связи донора E_D , что сказывается на концентрации заряженных доноров, приводя к ее уменьшению

$$N_{D^+} = N_D [1 + 2 \exp\{(E_F + E_D - \hbar\omega_c/2)/k_0T\}]^{-1}.$$

Здесь E_D — энергия ионизации доноров, E_F — энергия уровня Ферми, $\hbar\omega_c$ — циклотронная энергия электрона. Вариационный расчет E_D , выполненный в [95,96] с использованием пробных функций Покатилова и Русанова, дает теоретическую зависимость $E_D(B)$, хорошо согласующуюся с результатами холловских измерений слабого поля (сильнополевые измерения эффекта Холла существенно искажаются полемым „вымораживанием“ электронов из-за роста $E_D(B)$). Рассматривая изменение диссипативного затухания экситона как $\Delta\Gamma(B) = \sigma N_{D^+}$, где σ — сечение рассеяния экситона заряженным примесным центром, и пользуясь данными экспериментальной зависимости $K(B)$, можно получить для GaAs и $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ удовлетворительное согласие. Несколько более сложным оказывается поведение интегрального поглощения в магнитном поле для твердого раствора. Здесь имеет место случайное распределение примесей в кристалле, и соответственно флуктуации в их объемной плотности, уровни примеси и зоны проводимости уширены по Гауссу. Образуется хвост плотности состояний зоны проводимости в направлении запрещенной зоны, так же как и хвосты уровня примеси к большим и меньшим энергиям. Вычисляемое с учетом флуктуаций потенциала изменение концентрации заряженных доноров в магнитном поле оказывается заметно более существенным, что и объясняет более глубокое в AlGaAs, чем в GaAs, падение интегрального поглощения K при увеличении магнитного поля. Интегральное поглощение зависит также от толщины образца (рис. 63).

Таким образом, анализ интегрального поглощения K в зависимости от напряженности магнитного поля для двух видов полупроводниковых кристаллов: соединения GaAs и квазибинарного твердого раствора

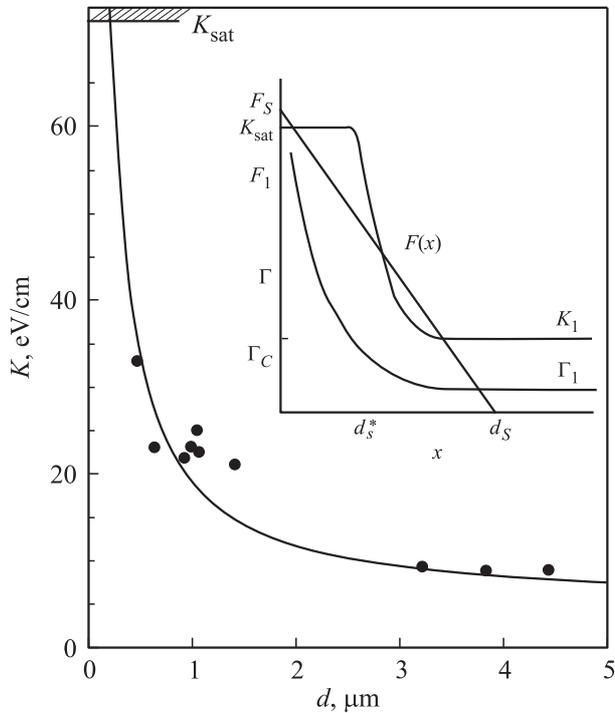


Рис. 63. Зависимость интегрального поглощения GaAs от толщины образца. На вставке — схематическое распределение приповерхностного электрического поля $F(x)$ вблизи одной из поверхностей тонкой полупроводниковой пластины. K_1 и Γ_1 — интегральное поглощение и диссипативное затухание (соответственно) — в центральной части образца, не подверженной электрическому полю заряда поверхностных состояний. Точки — эксперимент.

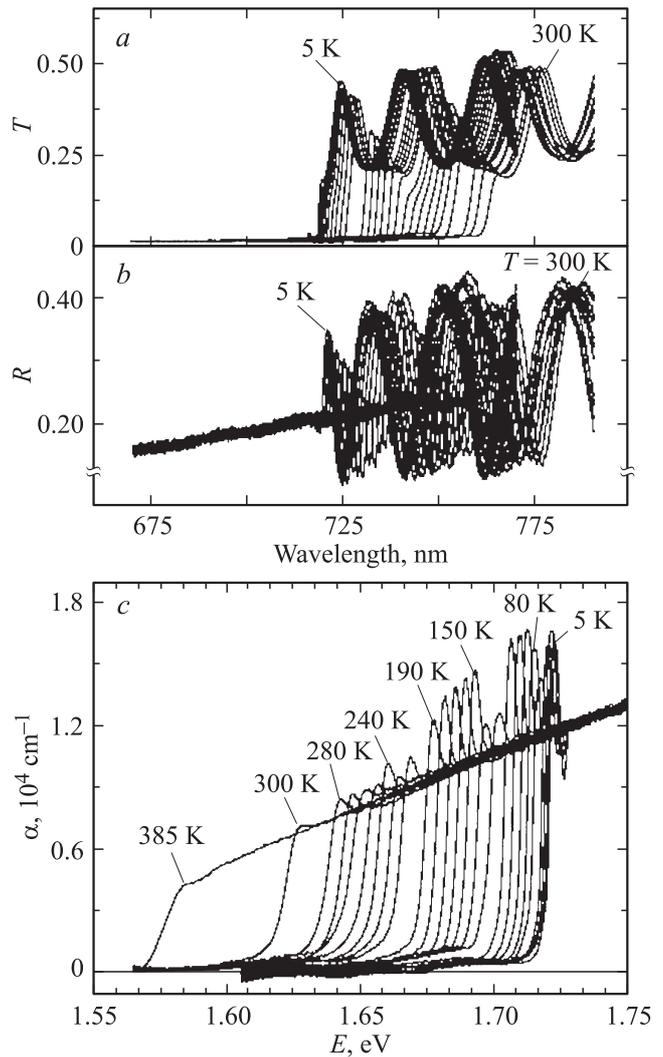


Рис. 65. Температурные зависимости пропускания (a), отражения (b) и поглощения (c) для твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$, доказывающие существование экситонного поляритона в твердом растворе (по крайней мере до $x = 0.3$).

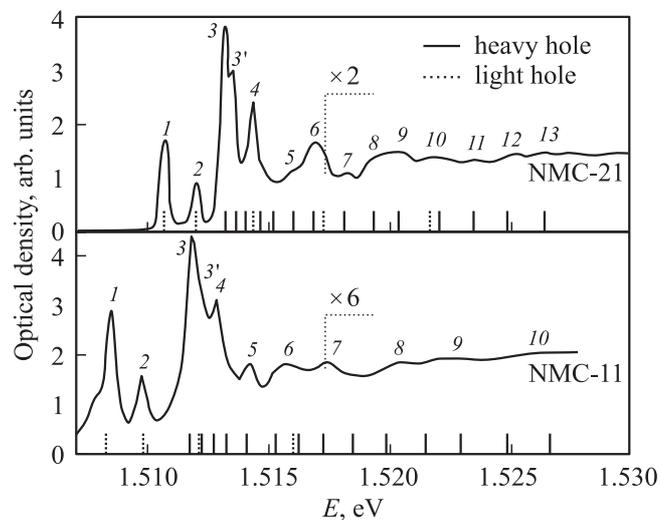


Рис. 64. Интерференция поляритонных мод на уширенном барьере GaAs в МКЯ InGaAs/GaAs.

$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ — убедительно показывает на примере нижнего состояния, связанного с нулевым уровнем Ландау, что возникающие в магнитном поле магнитоэкситоны на самом деле представляют собой не просто ДЭ, а квазичастицы более сложного вида — диаманитные экситонные поляритоны. Не вызывает сомнений, что диаманитные экситонные поляритоны окажутся основой межзонных магнитооптических явлений и в других кристаллах (как правило, они изучаются на наиболее совершенных образцах, демонстрирующих „экситонное“ поведение и без включения магнитного поля [97–99]). Тонкую структуру, связанную с интерференцией поляритонных мод, удалось наблюдать в уширенных барьерах периодических квантово-размерных структур. Эти эксперименты позволили, основываясь на точно определенной физической толщине слоя, оценить толщину „мертвого“ (безэкситонного) слоя [97].

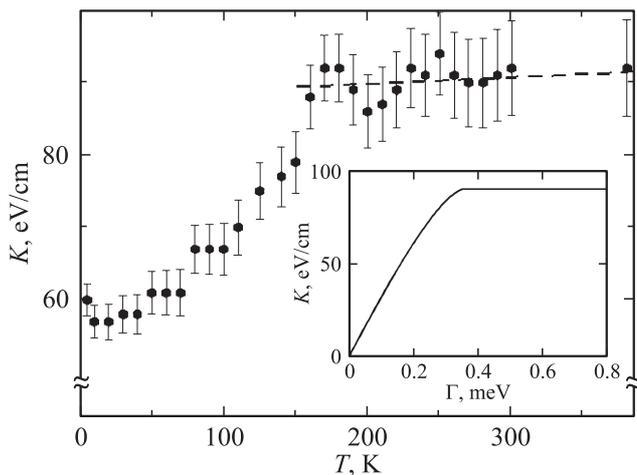


Рис. 66. Зависимость интегрального поглощения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от температуры, следующая из рис. 65 и демонстрирующая наличие экситонного поляритона в твердом растворе. На вставке — зависимость $K(\Gamma)$.

Осцилляции, связанные с интерференцией поляритонных мод, удалось наблюдать и на свободной пластине GaAs [100] (рис. 64). Существенную физическую информацию можно извлечь, изучая температурно-зависимое интегральное поглощение экситонного поляритона. Большое значение имеет первое наблюдение экситонного поляритона в твердых растворах полупроводниковых кристаллов GaAs/AlGaAs, доказывающее возможность его существования и распространения в средах с незначительными флуктуациями потенциала [77,101] (рис. 65, 66). Температурно-зависимое поглощение в полупроводниках на примере ZnSe [31] показано

на рис. 67. На основе температурных зависимостей такого рода можно построить температурно-зависимое интегральное поглощение K для различных полупроводников (рис. 68) и вычислить для них основные параметры экситонного поляритона.

Особый интерес представляют наблюдения эффектов интегрального поглощения экситонным поляритоном в кристаллах с различной концентрацией примеси, которые демонстрируют сублинейную зависимость K от концентрации примесей на протяжении почти пяти порядков изменения концентрации. Объяснение этого явления, по-видимому, сведется к „медленному“ диффузному распространению экситонного поляритона при прохождении сквозь полупроводниковую пластину [102].

11. Моделирование низкоразмерного состояния материи в экспериментах с экситонами в сильных и сверхсильных магнитных полях

Низкоразмерные структуры из-за их специфических свойств, как предполагается, станут основной „строительной“ базой микроэлектроники и оптоэлектроники XXI века. Однако практическая реализация этих свойств прямо зависит от технологического прогресса и успехов в синтезе соответствующих структур. В случае структур типа квантовых ям или квазидвумерных систем современные процессы выращивания типа молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) позволяют управлять ростом слоя за слоем и обеспечивать в результате самоорганизации качество, близкое к идеальному. Однако это не удастся осуществить в случае структур типа

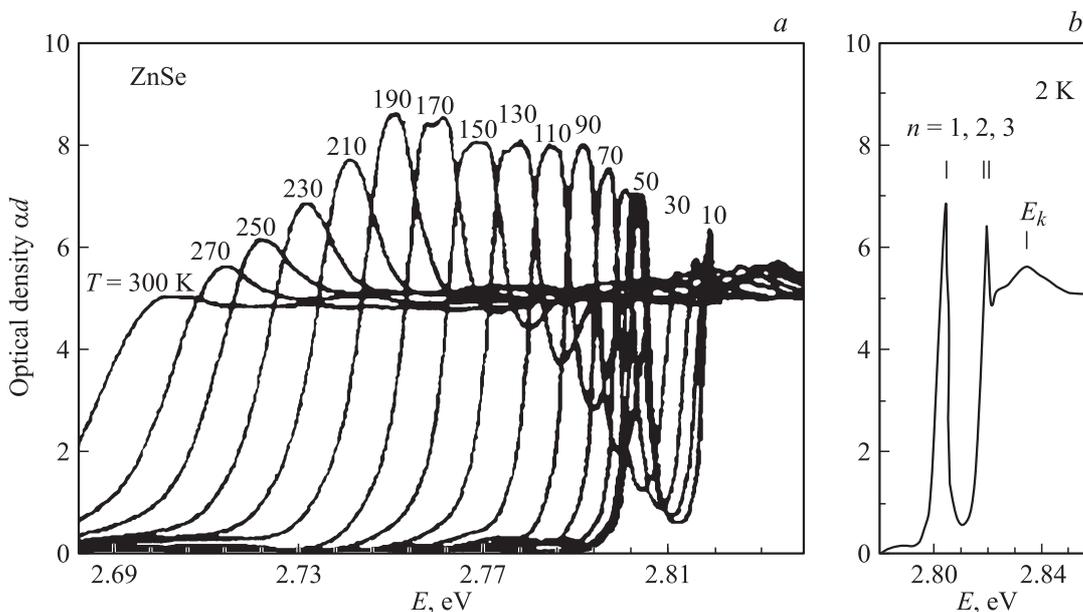


Рис. 67. Температурно-зависимое поглощение в полупроводниках на примере ZnSe (a) и исходный спектр поглощения ZnSe (b).

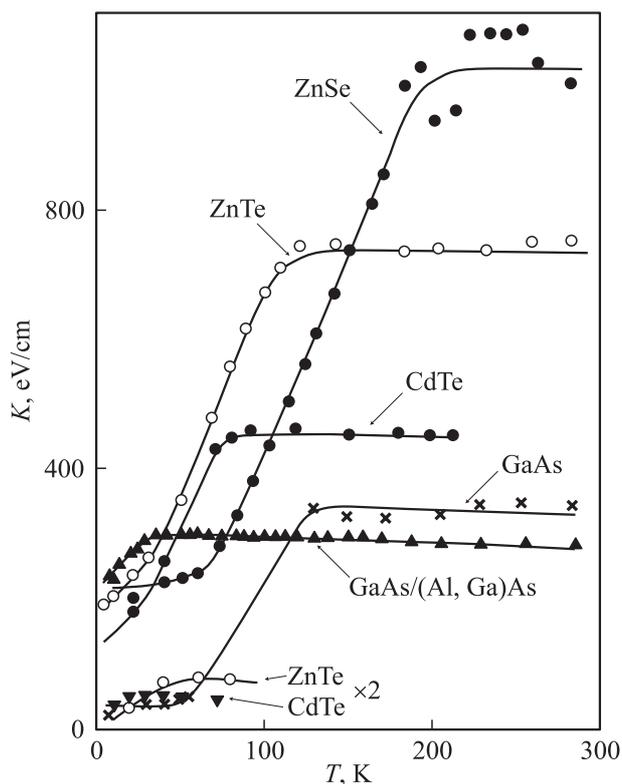


Рис. 68. Температурная зависимость интегрального поглощения K для различных полупроводников, следующая из зависимостей типа представленной на рис. 67, а.

квантовых проволок (одномерные структуры) или квантовых точек (структуры нулевой размерности). Такие структуры требуют квантового ограничения более чем в одном направлении и, следовательно, не могут выращиваться в полностью самоуправляемом процессе без использования нанолитографической техники. Основным решением в этом случае остаются процессы, связанные с самоорганизацией наноструктур. Эти процессы оказываются весьма эффективными для синтеза квантовых точек для практических приложений, хотя они и не обеспечивают идеально идентичные „точечные“ размеры и их относительный порядок. Для квантовых проволок нет даже такой возможности. Таким образом, методы, в которых одномерная структура формируется путем приложения ограничивающих движение носителей заряда магнитного или электрического полей, приобретают особую важность. В этом случае ограничение в плоскости, перпендикулярной приложенному магнитному полю, будет обеспечено циклотронными орбитами, в то время как свободное движение вдоль поля соответствует одномерному состоянию [103]. Это дает возможность изучать процессы, которые являются недоступными на практике при работе с технологическими структурами. Используя квантовую яму, выращенную с помощью метода МПЭ, в качестве начального объекта, можно путем приложения магнитного поля создать искусственную

нуль-мерную структуру, контролируемую приложенным полем (рис. 69).

Таким образом, моделирование низкоразмерных процессов с помощью сверхсильного магнитного поля позволяет исследовать ожидаемый квантово-размерный феномен в условиях, которые являются эквивалентными идеальному качеству структуры [103].

В квазиодномерных системах (рис. 70) увеличение силы осциллятора определяется степенью близости си-

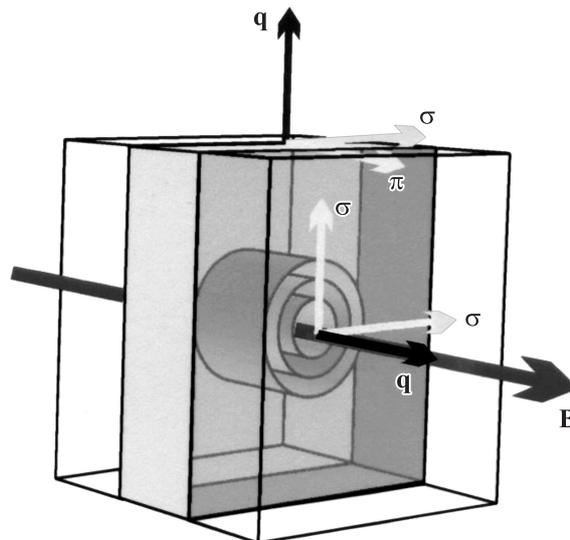


Рис. 69. Моделирование сильным магнитным полем низкоразмерных структур в полупроводниках: образование нуль-мерных структур.

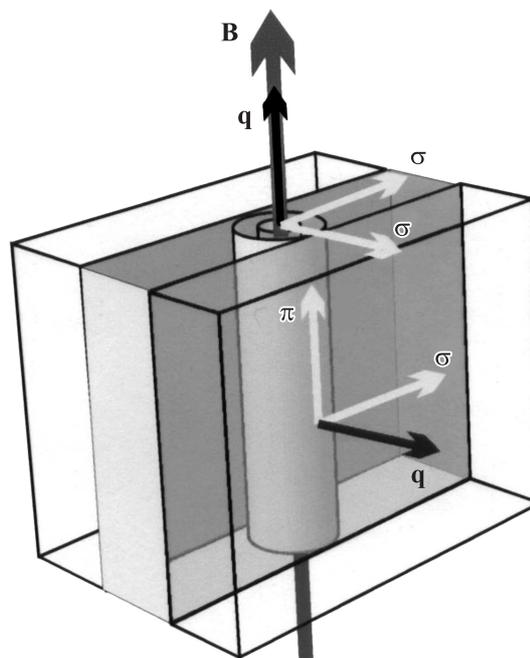


Рис. 70. Моделирование сильным магнитным полем низкоразмерных структур в полупроводниках: образование одномерных структур на базе двумерных (квантовых ям).

стемы к идеальному одномерному случаю. Это делает эксперименты в условиях, моделирующих идеально одномерную ситуацию путем приложения сверхсильного магнитного поля, весьма привлекательными и перспективными, поскольку влияние геометрических и других структурных несовершенств здесь исключается.

12. Магнитоквантовый экситонный полимер

Другая уникальная возможность исследований диамагнитного экситона связана с моделированием поведения вещества в сверхсильных магнитных полях порядка 10^9 – 10^{11} Ое, которые, как предполагается, существуют на поверхностях нейтронных звезд [104–106]. Поля такой величины создают условия, когда взаимодействие атомных электронов с внешним магнитным полем становится сильнее кулоновского взаимодействия электронов с ядром [107,108]. Если рассматривать поведение атома в условиях, когда ларморовский радиус становится меньше радиуса боровской орбиты атома водорода, ситуация окажется аналогичной диамагнитному экситону в сверхсильном магнитном поле. Единственное различие заключается в том, что с учетом меньшей массы экситона $\mu \ll m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0 \ll 1$ эффективная амплитуда магнитного поля оказывается в ϵ_0^2/μ раз большей, чем для атома [103]. Таким образом, магнитное поле для экситона оказывается в 10^4 – 10^7 раз больше, чем для атома. Например, для PbTe, существенная роль экситонов в магнитопоглощении для которого обнаружена в [70,71], величина лабораторного поля 10^5 Ое будет соответствовать магнитному полю 10^{12} Ое, приложенному к атому водорода. Электронные состояния в атоме значительно изменяются под действием сверхсильных магнитных полей. Все электроны движутся в относительно тонких цилиндрических областях с осью, направленной вдоль поля, прецессируя вокруг ядер. Спектр возбужденных состояний атома в сильном магнитном поле состоит из эквидистантных уровней Ландау и уровней, отвечающих спиновому вращению, с широкой полосой возбуждения продольного движения вблизи каждого уровня. Энергия связи для атома водорода увеличивается с ростом поля (рис. 71) так, что при полях в 10^{12} Ое энергия связи достигает сотен электронвольт [105,107]. Такие атомы имеют большой квадрупольный электрический момент и должны образовывать стабильные молекулы, так что возможно образование необычных молекул, когда электронное облако полностью коллективизируется и все электроны образуют отрицательно заряженную иглу, вдоль направления острия которой оказываются расположенными ядра. Интересно, что энергия связи „двухатомной“ молекулы для этого вещества значительно больше, чем энергия изолированного атома, поэтому однотипные атомы неизбежно образуют „двухатомные“ молекулы.

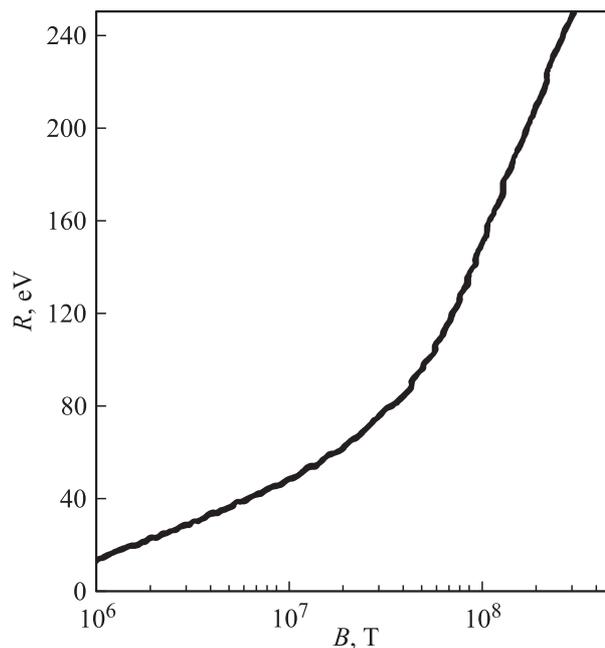


Рис. 71. Энергия связи для атома водорода в сверхсильных магнитных полях.

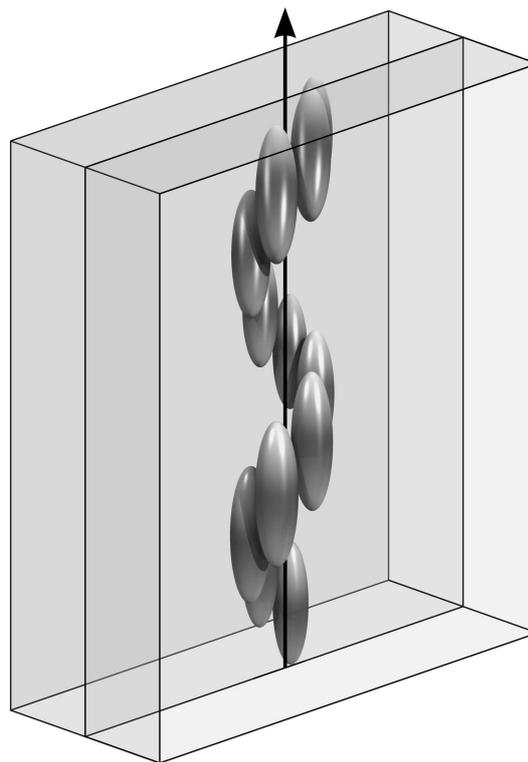


Рис. 72. Образование магнитополимера в сверхсильном магнитном поле.

Энергия взаимодействия атомов в сверхсильном магнитном поле может быть настолько большой, что при температурах 10^6 °С тяжелое вещество на поверхности пульсара может сконденсироваться в твердое состоя-

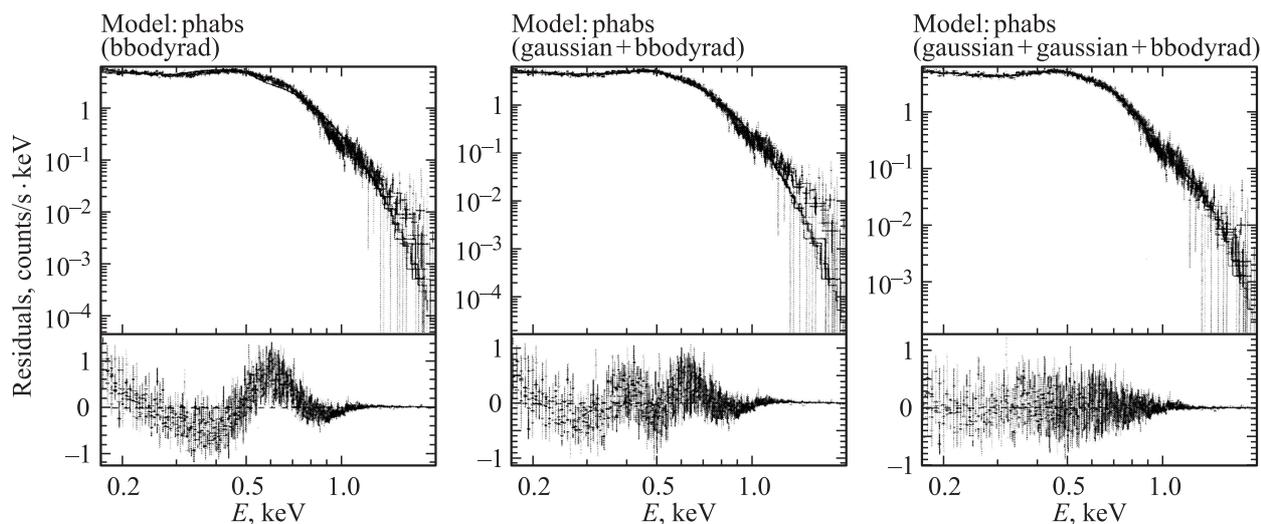


Рис. 73. Обработка последних наблюдений спектра излучения нейтронной звезды RBS 1223 XMM.

ние [105]. В этом случае твердая фаза будет иметь скорее структуру полимерной проволоки, а не кристаллическую структуру (рис. 72). Напряженности магнитного поля порядка 10^3 T в настоящее время уже создаются „взрыв-генераторами“ в лабораторных условиях [103]. Таким образом, появляется уникальная возможность наблюдать в земных условиях поведение такого вещества на примере диаманитных экситонов в присутствии чрезвычайно сильных лабораторных магнитных полей, используя при этом полупроводниковые кристаллы с узкой запрещенной зоной.

13. Диаманитные экситоны и нейтронные звезды

В 2007 г. появилось сообщение [109] о наблюдении сложного рентгеновского спектра отдельной нейтронной звезды под номером RBS 1223. Напряженность магнитного поля в этой звезде оценивается в $B = (2-5) \cdot 10^{13}$ G. Часть излучения такой звезды не пропускается атмосферой нейтронной звезды, в результате в рентгеновской области наблюдаются полосы поглощения, расположенные при энергиях $E_a = 200-700$ eV [109]. При вычитании из зарегистрированного спектра гауссиана, соответствующего излучению „черного тела“ (по закону Планка), авторы получили остаточную „осциллирующую“ кривую, первый максимум которой пришелся на $E_a = 350-400$ eV, а следующий — на $600-700$ eV. Попытки связать такое поведение с циклотронными частотами электронов (а также протонов и кислорода) оказались безуспешными [106].

На возможную аналогию поведения водорода нейтронной звезды с поведением диаманитного экситона обращалось внимание еще Кадомцевым [104,105] после публикации нашей статьи в УФН [18]. Действительно, в магнитном поле нейтронной звезды возможно сильное

увеличение потенциала ионизации атома водорода, как было показано в [105,107,108], до величин, характерных для вычисленных в [109] энергий полос рентгеновского излучения из RBS 1223 (рис. 73).

С чем можно сопоставить появление следующих (после первой) осцилляций: со следующим числом Ландау или придется обращаться к идее образования магнитополимеров? Ответы на эти вопросы требуют дальнейших астрономических исследований или же экспериментов по изучению ДЭ в сверхсильных магнитных полях.

14. Заключение

В настоящей работе выполнен обзор исследований по магнитооптике полупроводников, проводившихся в ФТИ в течение более чем сорока лет. Рассматривается крупный раздел физики полупроводников, сыгравший в ее развитии немаловажную роль. Прежде всего, создается надежная база данных для установления параметров зонной структуры наиболее широко востребованных полупроводниковых кристаллов. В то же время исследуемое явление имеет и другие, еще более широкие потенциальные возможности, способствующие моделированию низкоразмерного поведения конденсированного состояния материи. Более того, диаманитные экситоны, как предполагается, могут послужить прообразом спектроскопического поведения таких астральных объектов, как нейтронные звезды. Спектроскопия ридберговских состояний экситона имеет глубокие параллели со спектроскопией межзвездной материи.

Мы здесь приводим главным образом работы, выполненные коллективами, связанными в той или иной степени с автором настоящего обзора. Это создает определенное преимущество, позволяя рассмотреть результаты с единых позиций.

В то же время в этом можно усматривать и некоторый недостаток: известен ряд работ, по тем или иным причинам не вошедших в обзор, и автор выражает по этому поводу свои искренние сожаления.

Настоящей работе предшествовал обзор автора „Diamagnetic excitons and exciton magnetopolaritons in semiconductors“, опубликованный в 2012 г. на английском языке [110]. Публикация вызвала заметный интерес, она вошла в „high lights“ издательства за 2012 г., а сети „Research gate“ отметили многократные (более 50) считывания полного текста статьи, хотя она охватила далеко не все полезные детали исследований, выполненных к настоящему времени по рассматриваемой проблеме. Это побудило нас подготовить более полную, расширенную версию обзора, которую мы и предлагаем читателю.

Возникает вопрос: не исчерпана ли тема? По глубокому убеждению автора, далеко нет. Это прежде всего касается широко исследуемых и применяемых промышленно алмазоподобных полупроводников, в первую очередь кремния, зона проводимости которого остается малоизученной. Затем собственно алмаза. Карбид кремния и нитрид галлия, существующие в двух модификациях (кубической и гексагональной), в принципе могли бы быть исследованы при помощи изученного нами квазикубического приближения, позволяющего использовать весь арсенал средств обработки магнитооптических данных. Далее топологические изоляторы, графен. Не применялась магнитооптика диамагнитного экситона в бесщелевых полупроводниках, таких как теллурид ртути. Это убеждает нас в том, что спектроскопии ДЭ предстоит еще долгое плодотворное развитие.

Автор считает своим приятным долгом высказать благодарность А.Е. Портной и А.Г. Панфилову, оказавшим неоценимую помощь при оформлении работы и подготовке к печати некоторых формул, М.Э. Сасину, в течение многих лет выполнявшему для автора дизайн рисунков по теме обзора, а также Ю.Э. Китаеву за теоретико-групповой анализ структуры халькопиритов и обсуждение возможности их описания в рамках квазикубического приближения.

Список литературы

- [1] Е.Ф. Гросс, Н.А. Карьев. ДАН СССР **84**, 471 (1952).
- [2] Е.Ф. Гросс, Б.П. Захарченя, Н.М. Рейнов. ДАН СССР **97**, 57 (1954).
- [3] Е.Ф. Гросс, Б.П. Захарченя, Н.М. Рейнов. ДАН СССР **99**, 527 (1954).
- [4] Е.Ф. Гросс, Б.П. Захарченя. ДАН СССР **111**, 564 (1956).
- [5] Е.Ф. Гросс, Б.П. Захарченя, П.П. Павинский. ЖТФ **27**, 2177 (1957).
- [6] E. Burstein, G.S. Picus. Phys. Rev. **105**, 1123 (1957).
- [7] S. Zwerdling, B. Lax. Phys. Rev. **106**, 51 (1957).
- [8] L.M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling. Phys. Rev. **114**, 90 (1959).
- [9] G.G. Macfarlane, T.P. McLean, J.E. Quarrington, V. Roberts. J. Phys. Chem. Solids **8**, 388 (1959).
- [10] Л.М. Канская, С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян. ФТП **13**, 2424 (1979).
- [11] А.В. Варфоломеев, Б.П. Захарченя, Р.П. Сейсян. Письма в ЖЭТФ **8**, 123 (1968).
- [12] Р.П. Сейсян, А.В. Варфоломеев, Б.П. Захарченя. ФТП **2**, 1266 (1968).
- [13] Р.П. Сейсян, А.В. Варфоломеев, Б.П. Захарченя. ФТП **2**, 1276 (1968).
- [14] V.M. Asnin, G.L. Eristavi, A. A. Rogachev. Phys. Status Solidi **29**, 443 (1968).
- [15] М.И. Дьяконов, Д.Л. Митчелл, А.Л. Эфрос. ФТТ **10**, 2561 (1968).
- [16] Р.П. Сейсян. Спектроскопия диамагнитных экситонов. Наука, М. (1984). 284 с.
- [17] R.P. Seisyan, B.P. Zakharchenya. In: Landau level spectroscopy. North Holland, Elsevier, Amsterdam (1991). P. 343–443.
- [18] Б.П. Захарченя, Р.П. Сейсян. УФН **97**, 194 (1969).
- [19] R.J. Elliott, R.J. Loudon. J. Phys. Chem. Solids **8**, 382 (1959).
- [20] S. Hofling, A. Kavokin. Nature **514**, 313 (2014).
- [21] T. Kazimierczuk, D. Fröhlich, S. Scheel, H. Stolz, M. Bayer. Nature **514**, 343 (2014).
- [22] M. Saffman, N.G. Walker, K. Molmer. Rev. Mod. Phys. **82**, 2313 (2010).
- [23] Р.П. Сейсян, М.А. Абдуллаев, Б.П. Захарченя. ФТП **6**, 408 (1972).
- [24] Р.П. Сейсян, М.А. Абдуллаев, Б.П. Захарченя. ФТП **7**, 958 (1973).
- [25] М.А. Абдуллаев, С.И. Кохановский, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян. ФТП **23**, 1156 (1989).
- [26] М.А. Абдуллаев, С.И. Кохановский, О.С. Кошуг, Р.П. Сейсян. ФТП **23**, 1160 (1989).
- [27] M.A. Abdullaev, O.S. Coschug, S.I. Kokhanovskii, R.P. Seisyan. J. Cryst. Growth **101**, 802 (1990).
- [27] M.A. Abdullaev, O.S. Coschug, S.I. Kokhanovskii, R.P. Seisyan. J. Cryst. Growth **101**, 802 (1990).
- [28] Г.П. Алиев, О.С. Кошуг, А.И. Несвижский, Р.С. Сейсян, Т.В. Язева. ФТТ **34**, 2393 (1992).
- [29] Г.Н. Алиев, Н.П. Гавалешко, О.С. Кошуг, В.И. Плешко, Р.П. Сейсян, К.Д. Сушкевич. ФТТ **34**, 2400 (1992).
- [30] G.N. Aliev, R.P. Seisyan, O. Coschug-Toates. J. Cryst. Growth **159**, 843 (1996).
- [31] G.N. Aliev, R.M. Datsiev, S.I. Ivanov, P.S. Kor'ev, R.P. Seisyan, S.V. Sorokin. J. Cryst. Growth **159**, 523 (1996).
- [32] С.И. Кохановский, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева, М.А. Абдуллаев. ФТТ **33**, 1719 (1991).
- [33] А. Далгарно. Спектроскопия ридберговских состояний. М. (1985). 365 с.
- [34] F.T. Gallagher. Rep. Prog. Phys. **51**, 143 (1988).
- [35] А.Г. Жилич, Б.С. Монозон. ФТТ **17**, 1343 (1975).
- [36] А.Г. Жилич, Б.С. Монозон. Вестн. ЛГУ **16**, 26 (1965).
- [37] Б.Л. Гельмонт, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, А.В. Варфоломеев. ФТП **11**, 238 (1977).
- [38] C.R. Pidgeon, R.N. Brown. Phys. Rev. **146**, 575 (1966).
- [39] Q.H.F. Vrehan. J. Phys. Chem. Solids **29**, 129 (1968).
- [40] Г.Н. Алиев, Н.В. Лукьянова, Р.П. Сейсян. ФТТ **38**, 1067 (1996).
- [41] Л.П. Никитин, И.Б. Русанов, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева. ФТП **16**, 1377 (1982).
- [42] V.P. Dolgopolskii, R.P. Seisyan, A.L. Efros, Jr. Phys. Status Solidi B **88**, K177 (1978).

- [43] В.П. Долгопольский, Б.П. Захарченя, Л.П. Никитин, И.Б. Русанов, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос. *ФТП* **12**, 337 (1978).
- [44] M.V. Yakushev, A.V. Rodina, G.M. Shuchalin, R.P. Seisyan, M.A. Abdullaev, A. Rockett, V.D. Zhivulko, A.V. Mudryi, R.W. Martin. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 142 103 (2014).
- [45] S. Glutsch, U. Siegner, M.-A. Mucsek, D.S. Chemla. *Phys. Rev. B* **50**, 17 009 (1994).
- [46] Д.В. Василенко, Н.В. Лукьянова, Р.П. Сейсян. *ФТП* **33**, 19 (1999).
- [47] Г.Н. Алиев, О.С. Кошуг, А.И. Несвижский, Р.П. Сейсян, Т.В. Язева. *ФТТ* **35**, 1514 (1993).
- [48] Б.Л. Гельмонт, С.Б. Султанов, Ал.Л. Эфрос. *ФТП* **18**, 2214 (1984).
- [49] A.L. Efros, B.L. Gelmont. *Solid State Commun.* **49**, 883 (1984).
- [50] V.T. Agekyan. *Phys. Status Solidi A* **43**, 11 (1977).
- [51] В.Т. Агекян, А.Г. Жилич, Б.П. Захарченя, Р.П. Сейсян. *ФТП* **5**, 193 (1971).
- [52] В.Т. Агекян, Б.П. Захарченя, В.В. Ильин, Р.П. Сейсян, Ю.А. Степанов, И.П. Ширяпов. *ФТП* **6**, 1924 (1972).
- [53] J. Halpern, В.Р. Zakharchenya. *Solid State Commun.* **5**, 633 (1967).
- [54] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. Наука, М.–Л. (1972). 584 с.
- [55] Б.Л. Гельмонт, Г.В. Михайлов, А.Г. Панфилов, Б.С. Разбирин, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос. *ФТТ* **29**, 1730 (1987).
- [56] R. Stepniewski, K.P. Korona, A. Wyszomolek, J.M. Baranowski, K. Pakula, M. Potemski, G. Martinez, I. Grzegory, S. Porowski. *Phys. Rev. B* **56**, 15 151 (1997).
- [57] R. Stepniewski, M. Potemski, A. Wyszomolek, K. Pakula, J.M. Baranowski, J. Łusakowski, I. Grzegory, S. Porowski, G. Martinez, P. Wyder. *Phys. Rev. B* **60**, 4438 (1999).
- [58] A. Wyszomolek, M. Potemski, R. Stepniewski, J. Łusakowski, K. Pakula, J.M. Baranowski, G. Martinez, P. Wyder, I. Grzegory, S. Porowski. *Phys. Status Solidi B* **216**, 11 (1999).
- [59] A.M. Witowski, K. Pakula, J.M. Baranowski, M.L. Sadowski, P. Wyder. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 4154 (1999).
- [60] А.Б. Капустина, Б.В. Петров, А.В. Родина, Р.П. Сейсян. *ФТТ* **42**, 1207 (2000).
- [61] P. Jackson, D. Nariskos, R. Wuerz, W. Wischmann, M. Powalla. *Phys. Status Solidi (RRL)* **8**, 219 (2014).
- [62] J.E. Rowe, J.L. Shay. *Phys. Rev. B* **3**, 451 (1971).
- [63] J.J. Hopfield. *J. Phys. Chem. Solids* **15**, 97 (1960).
- [64] А.В. Варфоломеев, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Р.Н. Якимова. *ФТП* **11**, 1067 (1977).
- [65] V.I. Ivanov-Omskii, S.I. Kokhanovskii, R.P. Seisyan, V.A. Smirnov, V.A. Yukish, S.U. Yuldashev, A.L. Efros. *Solid State Commun.* **46**, 25 (1983).
- [66] M. Graf, P. Volg, A.V. Dzyubenko. *Phys. Rev. B* **54**, 17 003 (1996).
- [67] Л.М. Канская, С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос. *ФТП* **15**, 1854 (1981).
- [68] Л.М. Канская, С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос. *ФТП* **16**, 2037 (1982).
- [69] A.L. Efros, L.M. Kanskaya, S.I. Kokhanovskii, R.P. Seisyan. *Solid State Commun.* **43**, 613 (1982).
- [70] К.И. Гейман, С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, В.А. Юкиш. *ФТТ* **28**, 855 (1986).
- [71] С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, В.А. Юкиш. *Письма в ЖЭТФ* **43**, 332 (1986).
- [72] J.M.T. Foley, D.N. Landsberg. *Phys. Rev. B* **15**, 4830 (1977).
- [73] R. Enderlein, F. Bechstedt, W. Hill. *Lecture Notes Phys.* **152**, 468 (1982).
- [74] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Курс теоретической физики. Квантовая механика, нерелятивистская теория*. Наука, М. (1974). 752 с.
- [75] С.И. Кохановский, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева, М.А. Абдуллаев. *ФТП* **25**, 493 (1991).
- [76] С.И. Кохановский, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос. *ФТТ* **32**, 999 (1990).
- [77] Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин, М.С. Маркосов. *ФТП* **40**, 1321 (2006).
- [78] R.L. Aggarwal. *Semicond. Semimetals* **9**, 151 (1972).
- [79] R.P. Seisyan, K. Moumanis, S.I. Kokhanovskii, M.E. Sasin, A.V. Kavokin, H. Gibbs, G. Khitrova. In: *Recent Res. Devel. Physics. Transworld Research Network, Kerala, India* (2001). V. 2. P. 289–314.
- [80] Н.Д. Ильинская, С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян. *ФТП* **27**, 108 (1993).
- [81] А.В. Кавокин, А.И. Несвижский, Р.П. Сейсян. *ФТП* **27**, 977 (1993).
- [82] R.P. Seisyan, A.V. Kavokin, S.I. Kokhanovskii, A.I. Nevzishskii, M.E. Sasin, V.M. Ustinov. *Proc. SPIE* **2362**, 460 (1995).
- [83] X. Муманис, Р.П. Сейсян, М.Э. Сасин, Х.М. Гиббс, А.В. Кавокин, С.И. Кохановский, Г. Хитрова. *ФТТ* **40**, 797 (1998).
- [84] S.I. Kokhanovskii, K. Moumanis, M.E. Sasin, R.P. Seisyan, A.V. Kavokin, H. Gibbs, G. Khitrova. *Phys. Status Solidi A* **164**, 67 (1997).
- [85] R.P. Seisyan, A.V. Kavokin, S.I. Kokhanovskii, A.I. Nevzishskii, M.E. Sasin, M.A. Sinitzin, B.S. Yavich. *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 611 (1995).
- [86] А.В. Кавокин, С.И. Кохановский, А.И. Несвижский, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.В. Гупалов. *ФТП* **31**, 1109 (1997).
- [87] М.Р. Владимиров, А.В. Кавокин, М.А. Калитеевский, С.И. Кохановский, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян. *Письма в ЖЭТФ* **69**, 727 (1999).
- [88] M.R. Vladimirova, A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevskii, S.I. Kokhanovskii, M.E. Sasin, R.P. Seisyan, V.M. Ustinov. *Proc. 3rd Int. Symp. Semicond. Nanostructures. St. Petersburg* (1996). P. 71.
- [89] R.P. Seisyan, M.E. Sasin, S.I. Kokhanovskii, M.R. Vladimirova, A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevskii, V.M. Ustinov. *Proc. 23rd Int. Conf. Semicond. Phys. World Scientific, Singapore* (1996). V. 3. P. 2051.
- [90] T. Tanaka, Y. Arakawa, G.W.E. Bauer. *Phys. Rev. B* **50**, 7719 (1994).
- [91] Y. Nagamune, Y. Arakawa, S. Tsukamoto, M. Nishioka, S. Sasaki, N. Miura. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2963 (1992).
- [92] V. Bellani, L. Vina, E. Perez. *Proc. 23rd Int. Conf. Semicond. Phys. World Scientific, Singapore* (1996). V. 1. P. 373.
- [93] Н.Н. Ахмедиев. *ЖЭТФ* **79**, 1534 (1980). *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 1235 (1993).
- [94] I. Bisotto, B. Jouault, A. Raymond, W. Zawadzki, G. Strasser. *Phys. Status Solidi A* **202**, 614 (2005).
- [95] B. Jouault, A. Raymond, W. Zawadzki. *Phys. Rev. B* **65**, 245 210 (2002).
- [96] G.N. Aliev, N.V. Lukyanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova, H. Gibbs, G. Khitrova. *Phys. Status Solidi A* **164**, 193 (1997).

- [98] Р.П. Сейсян, Г.М. Савченко, Н.С. Аверкиев. *ФТП* **46**, 896 (2012).
- [99] Н.С. Аверкиев, Г.М. Савченко, Р.П. Сейсян. *ФТТ* **57**, 277 (2015).
- [100] Д.А. Зайцев, Р.П. Сейсян. *ФТП* **48**, 604 (2014).
- [101] R.P. Seisyan, V.A. Kosobukin, S.A. Vaganov, M.A. Markosov, T.A. Shamirzaev, K.S. Zhuravlev, A.K. Bakanov, A.I. Toropov. *Phys. Status Solidi C* **2**, 900 (2005).
- [102] D.A. Zaitsev, N.D. И'ynская, A.V. Roudinov, N.K. Poletaev, E.V. Nikitina, A.Yu. Egorov, A.V. Kavokin, R.P. Seisyan. *Nature Sci. Rep.* **5**, 11474 (2015).
- [103] O.M. Tatsenko, V.V. Platonov, A.V. Filippov, E.A. Bychkova, A.N. Moiseenko, R.P. Seisyan, A.G. Panfilov. *Proc. Conf. „Megagauss“*. China (2014).
- [104] Б.Б. Кадомцев, С. Кудрявцев. *ЖЭТФ* **62**, 144 (1972).
- [105] Б.Б. Кадомцев. *Природа* **5**, 7 (1972).
- [106] A.Y. Potekhin. *Astronomy Astrophys.* **518**, A24 (2010).
- [107] М.А. Либерман, Б. Йоханссон. *УФН* **165**, 121 (1995).
- [108] A.V. Korolev, M.A. Liberman. *Phys. Rev. B* **50**, 14077 (1994).
- [109] A.D. Schwoppe, V. Hambaryan, F. Haberl, Ch. Motch. *Astrophys. Space Sci.* **308**, 619 (2007).
- [110] R.P. Seisyan. *Semicond. Sci. Technol.* **27**, 053001 (2012).