

DOI: 10.18721/JPM.13401

УДК 537.6, 538.9, 539.1

ЭКСИТОН В СВЕРХСИЛЬНОМ И ГИПЕРСИЛЬНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

С.А. Ваганов, А.Г. Панфилов, Р.П. Сейсян

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Российская Федерация

Для экситонных состояний в полупроводниках проанализированы условия перехода от сильного магнитного поля (диамагнитный экситон) к сверхсильному (экситонный магнитополимер) и гиперсильному (экситон КЭП) магнитным полям. Рассмотрены эффекты, индуцированные такими переходами, и возможности использования экситона в качестве модельного объекта для изучения атомов водорода и позитрония в сверхсильном и гиперсильном магнитных полях.

Ключевые слова: диамагнитный экситон, экситонный магнитополимер, сверхсильное магнитное поле, квантово-электродинамический предел

Ссылка при цитировании: Ваганов С.А., Панфилов А.Г., Сейсян Р.П. Экситон в сверхсильном и гиперсильном магнитных полях // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2020. Т. 13. № 4. С. 9–27. DOI: 10.18721/JPM.13401

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

AN EXCITON IN THE SUPERSTRONG AND HYPERSTRONG MAGNETIC FIELDS

S.A. Vaganov, A.G. Panfilov, R.P. Seisyan

Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences,
St. Petersburg, Russian Federation

The transformation of excitonic states in the raising magnetic field has been investigated beginning with the diamagnetic exciton (strong field) through excitonic magnetopolymer (superstrong field) to the QEL exciton (hyperstrong magnetic field). The effects induced by this transformation were considered. The capability of the exciton as a model object to study the hydrogen and positron atoms in superstrong and hyperstrong magnetic fields was also analysed.

Keywords: diamagnetic exciton, excitonic magnetopolymer, superstrong magnetic field, quantum electromagnetic limit

Citation: Vaganov S.A., Panfilov A.G., Seisyan R.P., An exciton in the superstrong and hyperstrong magnetic fields, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 13 (4) (2020) 9–27. DOI: 10.18721/JPM.13401

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Экситон Ванье – Мотта (экситон большого радиуса) – это важнейший объект физики полупроводников. Этому во-

дородоподобному образованию из электрона и дырки посвящено огромное количество исследований и обзоров (см., например, монографии [1, 2] и ссылки в них).

Поведение экситона в различных полупроводниковых кристаллах, нано- и гетероструктурах детально изучалось в магнитном и/или электрическом полях, при интенсивном лазерном возбуждении и т. п. [1, 3].

Влияние слабого магнитного поля на экситон Ванье – Мотта подробно исследовано как экспериментально, так и теоретически. В деталях изучены и эффект Зеемана (расщепление экситонных энергетических уровней, линейное с полем), и диамагнитный сдвиг (сдвиг уровней вверх по энергии, пропорциональный квадратам поля и радиуса соответствующего экситонного состояния).

Переход к эффектам сильного поля – квантованию Ландау и образованию диамагнитного экситона (ДЭ) – изучался в различных полупроводниковых кристаллах и низкоразмерных структурах (подробности можно найти в обзорной монографии [2]).

Итак, можно утверждать, что поведение экситона и в слабых, и в умеренно сильных магнитных полях изучено достаточно хорошо. Далее было бы интересно экспериментально решить следующие вопросы:

проявляются ли какие-либо новые магнитополевые эффекты в экситонных спектрах в более сильных полях;

какие поля с индукцией $B > B_{ss}$ следует считать сверхсильными (здесь и далее B_{ss} – индукция сверхсильного магнитного поля), кардинально меняющими поведение экситона.

Если принимать во внимание атомоподобность экситона Ванье – Мотта, то естественным было бы искать ответы в атомной физике. Однако прямые аналогии здесь не применимы, так как «водородоподобный» экситон не полностью подобен атому водорода. Анализу важности этого различия посвящена первая половина данной статьи. Наличие среды и малая приведенная масса смещают экситонные эффекты на два-четыре порядка по шкале энергий и на три-пять порядков по шкале магнитных полей относительно атомных. Роль спин-орбитального взаимодействия оказывается не столь значительной, тогда как возможность рождения

экситона светом (электромагнитным полем) и малое радиационное время его существования в кристалле привносят в жизнь экситона существенные нюансы.

Вторая половина статьи посвящена собственно предполагаемым экситонным эффектам в сверх- и гиперсильных магнитных полях. Интерес к данной проблеме именно сейчас продиктован целым рядом обстоятельств.

С одной стороны, за последние 20–30 лет достигнут существенный прогресс в области эксперимента: в России и мире созданы уникальные лабораторные установки для получения сверхмощных магнитных полей [4], параллельно установлены или уточнены зонные и экситонные параметры множества полупроводниковых материалов (в том числе новых) [5].

С другой стороны, теоретические исследования в области магнитополевой атомной физики столкнулись с невозможностью проведения прямых и даже косвенных экспериментов, а это привело к тому, что идеи полувекковой давности [6 – 9] почти не получили развития, концептуально не изменились (см. обзор [10] и ссылки в нем). Использование все более мощных математических методов (например, аппарата вторичного квантования) и точных аналитических решений практически не модифицирует ранее полученные результаты.

Даже не делая попытки обсуждать атомно-магнитополевые теоретические модели (их верность все равно может подтвердить лишь эксперимент), мы считаем целесообразным приложить указанные идеи к физике атомоподобных квазичастиц в твердом теле – экситонов.

Данная статья направлена на суммирование накопленных на данный момент сведений и попытку прогноза, какие новые проявления и при каких условиях можно ожидать в оптике экситонов. Эти условия подразумевают соответствующие свойства полупроводниковых материалов (существующих, а главное перспективных), а также величину сверхсильных магнитных полей.

Влияние среды. Масштабирование эффектов магнитного поля

Экситон, в отличие от изолированного атома водорода, существует в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon > 1$, уменьшающей кулоновское взаимодействие в ϵ раз, а энергию связи экситона — в ϵ^2 раз. Экранирование кулоновского взаимодействия также в ϵ раз увеличивает экситонный радиус, который определяет многие ключевые свойства экситона, например размерное квантование в наноструктурах.

Кроме того, поскольку электрон в кристалле — не частица с массой m_e , а квазичастица с эффективной массой m_e^* (определяемой как

$$m_e^* = (2/\hbar^2)d^2E/dk^2$$

вблизи точки экстремума на зависимости $E(k)$ для соответствующей зоны проводимости), а эффективная масса m_h^* дырки, т. е. «ядра» водородоподобного экситона, намного меньше массы протона, то приведенная масса экситона

$$\mu = m_e^* m_h^* / (m_e^* + m_h^*)$$

гораздо меньше m_e , в отличие от приведенной массы атома водорода $\mu_H \cong m_e$.

Следовательно, боровский радиус экситона

$$a_{ex} = a_0 \epsilon / (\mu/m_e) \quad (1)$$

в 10 – 100 раз превышает боровский радиус атома водорода ($a_0 \cong 0,53 \text{ \AA}$), а энергия связи экситона

$$Ry_{ex} = Ry (\mu/m_e)/\epsilon^2 \quad (2)$$

в 100 – 1000 раз меньше энергии ионизации атома водорода $Ry \cong 13,6 \text{ эВ}$.

Кроме того, у атомов водорода и мюония масса ядра (протона p^+ , мю-мезона μ^+) намного больше массы электрона, и поэтому можно пренебречь вкладом магнитного момента ядра в энергию взаимодействия этих атомов с магнитным полем:

$$E_M(B) = e\hbar B/m_e + e\hbar B/m_{p,\mu^+} \cong e\hbar B/m_e. \quad (3)$$

Однако для экситона (как и для атома позитрония) вкладом ядра пренебречь нельзя, и суммарная энергия взаимодействия экситона с магнитным полем становится больше таковой для атома в m_e/μ раз:

$$E_M(B) = e\hbar B/m_e^* + e\hbar B/m_h^* = e\hbar B/\mu. \quad (4)$$

Суммируя все эти особенности, получаем, что значение магнитной индукции B_{Ryex} , при котором энергия $E_M(B)$ взаимодействия магнитного момента экситона с полем становится равной энергии связи Ry_{ex} , оказывается для экситона в $\epsilon^2(\mu/m_e)^2$ меньше, чем для атома водорода:

$$B_{Ryex} = \mu Ry_{ex} / e\hbar = m_e Ry (\mu/m_e)^2 / \epsilon^2 = B_{Ry} \cdot (\mu/m_e)^2 / \epsilon^2, \quad (5)$$

при этом разница составляет 3 – 5 порядков.

Величины соответствующих масс, энергий связи и характеристических магнитных полей B_{Ry} для водородоподобных атомов и полей B_{Ryex} для экситонов в различных полупроводниковых кристаллах приведены в табл. 1 и 2. Величины в табл. 2, относящиеся к экситонам, носят скорее ориентировочный, чем справочный характер. В оригинальных работах различия достигают 10 – 15 %, предпочтение отдано самосогласованным данным: все значения в формуле (2) могут быть получены из эксперимента, и они должны быть согласованы, что не соблюдается в целом ряде публикаций.

Материальная среда, в которой существует экситон, «масштабирует» магнитопольные эффекты: действие поля B на экситон эквивалентно воздействию гораздо большего поля —

$$B^* = \epsilon^2/\mu^2 B$$

на атом водорода. В результате доступные в лабораториях магнитные поля, равные при-

Таблица 1

**Значения основных физических величин
для водорода и водородоподобных атомов**

«Атом»	«Ядро»	$m_{\text{яц}}/m_e$	μ/m_e	R_y , эВ	B_{R_y} , кТл
Водород H	Протон p^+	1836	1,000	13,6	117,5
Мюоний Mu	μ -мезон μ^+	207	0,995	13,5	116,5
Позитроний Ps	Позитрон e^+	1	0,500	6,8	29,0

Об о з н а ч е н и я: $m_{\text{яц}}$ – масса «ядра», m_e – масса электрона, μ – их приведенная масса; R_y – энергия связи, B_{R_y} – соответствующее ей характеристическое магнитное поле.

Таблица 2

**Значения основных физических величин
для экситона в различных кристаллах**

Кристалл	m_h^*/m_e	m_e^*/m_e	μ/m_e	a_{ex} , Å	$R_{y_{\text{ex}}}$, мэВ	$B_{R_{y_{\text{ex}}}}$, Тл
ZnS	1,76	0,340	0,285	16,5	49,00	120
ZnO	0,59	0,280	0,190	22,0	42,50	70
ZnSe	0,78	0,160	0,130	29,0	35,00	39,0
GaN	0,80	0,200	0,160	31,0	25,00	35,0
CdS	0,68	0,210	0,160	31,0	25,00	34,0
ZnTe	0,60	0,120	0,100	46,0	18,00	15,5
CdSe	0,45	0,110	0,088	61,0	11,50	8,70
CdTe	0,63	0,096	0,083	65,0	11,00	7,80
InP	0,60	0,079	0,070	95,0	6,00	3,60
GaAs	0,50	0,063	0,056	125	4,40	2,10
GaSb	0,28	0,041	0,036	231	2,00	0,62
InAs	0,41	0,024	0,023	350	1,35	0,27
HgTe	0,32	0,031	0,028	400	0,86	0,21
InSb	0,42	0,014	0,014	673	0,60	0,07

Об о з н а ч е н и я: m_h^* , m_e^* – эффективные массы дырки и электрона соответственно; a_{ex} – боровский радиус экситона; $R_{y_{\text{ex}}}$ – энергия связи дырки и электрона в экситоне, $B_{R_{y_{\text{ex}}}}$ – соответствующее ей характеристическое магнитное поле.

мерно одному тесла, позволяют моделировать поведение атомов водорода в полях $10^3 - 10^5$ Тл при исследовании поведения экситонов в полупроводниковых кристаллах.

Имеется и еще одна возможность для дальнейшего снижения «модельных» полей. Так как диамагнитные экситоны исследуются в

основном оптическими методами, наиболее информативным является изучение возбужденных состояний экситона. Осцилляции магнитопоглощения, возникающие в спектре, после соответствующей математической обработки поставляют информацию и об уровнях Ландау, и о параметрах диамагнит-

ного экситона в конкретном материале при определенном значении поля [2]. Наиболее выраженные осцилляции соответствуют при этом бесполевым экситонным состояниям с главным квантовым числом $n = 3 - 5$. В то же время, поскольку симметричные и прочие свойства состояний, например $1S$, $2S$, $3S$ и т. п., практически ничем не отличаются, то имеет место еще одно масштабирование: воздействие магнитного поля $B_{Ryex,n}$ на экситонное состояние nS эквивалентно воздействию большего поля

$$B_{Ryex,n=1} = n^2 B_{Ryex,n}$$

на состояние $1S$.

Аналогичное масштабирование имеет место для состояний nP , nD и т. д.

Обобщая вышеизложенное, мы можем утверждать, что при изучении поведения экситонного состояния $4S$, например в кристаллах CdSe в магнитном поле величиной в 3 – 4 Тл (она вовсе не является рекордной), можно получать информацию о поведении основного состояния $1S$ атома водорода в мегатесловых, сверхсильных для атома водорода магнитных полях. Рис. 1 иллюстрирует этот тезис для кристалла CdSe (менее подробные диаграммы были опубликованы нами ранее в статье [11]). Видно, например, что для экситонных состояний $n = 3, 4$ в селениде кадмия переход от поведения, характерного для слабых полей (расщепление Зеемана и квадратичный с полем (диамагнитный) энергетический сдвиг линий), к поведению, характерному для сильных полей (мультиплетное расщепление, сдвиг линейный с полем (циклотронный)), происходит уже в полях, заметно меньших $B_{Ryex} = 9$ Тл.

Таким образом, если изучать экситон в лаборатории, используя при этом масштабирование магнитного поля, то появляется возможность смоделировать поведение атома водорода в полях, недостижимых на Земле: поля в сотни тысяч тесла могут возникать разве что в окрестностях экзотических объектов Вселенной типа нейтронных звезд; постоянные же магнитные поля до 40 Тл (и

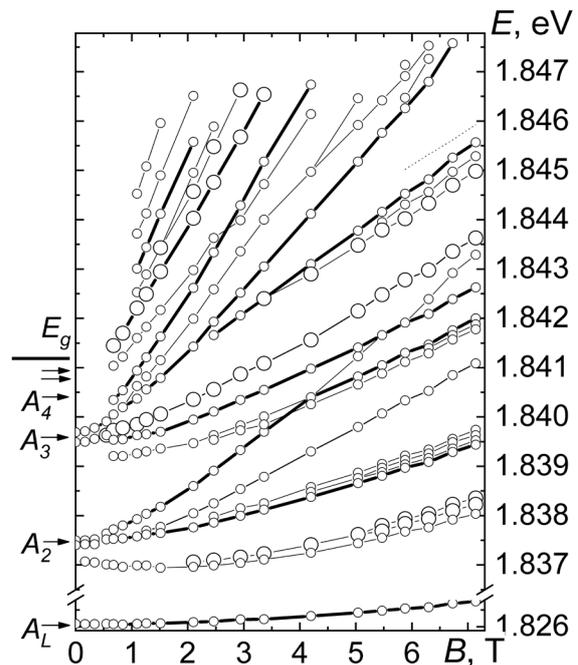


Рис. 1. Векторная диаграмма экситонных состояний (серия A) в кристалле CdSe во внешнем магнитном поле $H \perp c$, $H \perp k$. Поляризация $E \parallel c$.

Толщины линий и радиусы кружков отражают интенсивности и ширины спектральных линий поглощения, соответственно

импульсные до 1500 Тл) достижимы в специальных лабораториях.

В 1999 году Государственная премия России в области науки и техники была вручена физикам из Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (ВНИИЭФ, г. Саров Нижегородской области, Россия) за работу «Взрывное генерирование сверхсильных магнитных полей и проведение исследований по физике твердого тела в магнитных полях 10-мегагауссового диапазона» [4]. Достигнутое рекордное поле составляло 2800 Тл, а максимальное поле установки для оптических экспериментов — 800 Тл.

Стоит обратить внимание на еще одно обстоятельство. В атомной физике критерий сильного поля есть соотношение между энергией взаимодействия магнитного момента электрона с внешним магнитным полем $E_M(B)$ и энергией спин-орбитального взаимодействия Δ_{SO} . Переход от слабого маг-

нитного поля к сильному экспериментально сопровождается переходом от эффекта Зеемана к эффекту Пашена – Бака. Критерий сверхсильного магнитного поля B_{Ry} для атома водорода – это соотношение той же энергии взаимодействия магнитного момента электрона с внешним полем $E_M(B)$, и энергии связи электрона с протоном в атоме водорода Ry (часто вместо Ry рассматривают полную потенциальную энергию атома водорода в основном состоянии, $1 \text{ Hartree} = 2Ry$). Ввиду того, что энергия ионизации атома водорода в основном состоянии на четыре порядка больше энергии спин-орбитального взаимодействия, сверхсильными полями для атома водорода будут уже поля свыше $100\,000 \text{ Тл}$. В табл. 1 приведены значения B_{Ry} для водорода, для случая $E_M(B_{Ry}) = Ry$ и для водородоподобных атомов с соответствующими значениями энергии связи.

Для экситона, как правило, $Ry_{ex} \ll \Delta_{SO}$, т. е. экситон в «сверхсильном магнитном поле» (в «атомной» терминологии) и в «сильном магнитном поле» (диамагнитный экситон (ДЭ)) – это фактически одно и то же. При этом поведение ДЭ уже достаточно хорошо изучено, по крайней мере для магнитных полей, переходных от слабых к сильным [2].

Поскольку наиболее интересные особенности поведения водородоподобных атомов в сверхсильных магнитных полях (см. далее) проявляются в диапазоне значений индукции $B = 10 - 1000 B_{Ry}$, то будет методологически удобно использовать термин «сверхсильное поле» также и для водородоподобных мюония, позитрония и экситона при выполнении условия $B > B_{ss} \approx 10 B_{Ry}(B_{Ryex})$.

Водород и водородоподобные атомы в сверхсильном поле

О поведении и превращениях атомов водорода в магнитных полях свыше 10^6 Тл («сверхсильное поле»), мы предполагаем в настоящее время лишь теоретически [6 – 8]. Различные модели сходятся в том, что имеет место геометрическая перестройка атома: изначально шарообразный, он начинает сжиматься по осям, перпендикулярным на-

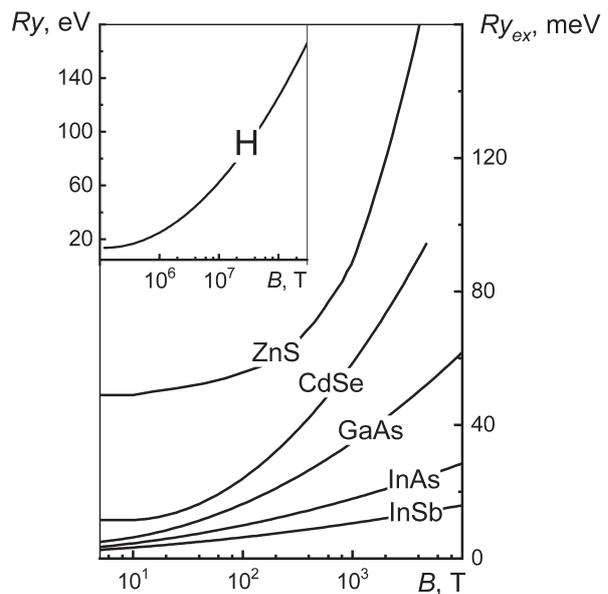


Рис. 2. Зависимости энергии связи экситона от магнитного поля в различных кристаллах (на вставке дана аналогичная зависимость для атома водорода)

правлению магнитного поля, превращаясь в эллипсоид (веретено, сигару) – см. далее рис. 4. В гигатесловых полях потенциал ионизации атома водорода предположительно увеличивается до тысяч электронвольт, т. е. вырастает на несколько порядков [6, 8].

В связи с этим стоит повториться: несмотря на то, что между опубликованием работ [6] и [8] прошло более 20 лет, они дают практически идентичные зависимости.

На рис. 2 показано, как в магнитных полях, которые на много порядков меньше атомных, должна меняться энергия связи экситонов Ry_{ex} . Приведенные зависимости не являются результатом точных расчетов: здесь мы лишь предполагаем, что зависимость $Ry_{ex}(B)$ и теоретически предсказываемая зависимость $Ry(B)$ магнитополевой атомной физики [6] аналогичны (т. е. имеют вид $\sim \ln^2(B/B_{Ry})$). Для удобства восприятия представлены только несколько кристаллов: от широкозонных полупроводников до узкозонных.

Уточнение зависимостей $Ry_{ex}(B)$ даже менее актуально, чем в атомной физике: хотя изменения, демонстрируемые на рис. 2, кар-

динальны (в экспериментально достижимых магнитных полях энергия связи экситона должна меняться в разы), все же сложно наблюдать их экспериментально. Дело в том, что эти изменения происходят на фоне перестройки электронного спектра – с формированием уровней Ландау для носителей обоих типов. При этом зависимость энергии уровней Ландау от магнитного поля – линейная:

$$E_{L,n}(B) = E_M(B) \cdot (n_L + 1/2), \quad (6)$$

и она гораздо сильнее логарифмической зависимости энергии связи экситона (в данном случае уже диамагнитного) от поля, так что зависимость $R_{y_{ex}}(B)$ будет просто незаметной на фоне $E_{L,n}(B)$.

Совместное изучение поведения сразу нескольких уровней вряд ли поможет объяснить происходящие изменения: уровни Ландау эквидистантны только в первом приближении. Кроме того, энергия связи экситона, привязанного к каждому конкретному уровню Ландау, зависит от значения n_L [2]. Например, в сурьмянистом индии InSb, одном из первых исследованных материалов (эффект осцилляций магнитопоглощения в InSb подробно изучался еще в 1950 – 1960-х гг.), где, вследствие экстремально малой энергии связи экситона, сверхсильное магнитное поле B_{ss} – это единицы тесла, магнитополевые зависимости энергии уровней диамагнитного экситона в полях до 8 Тл (т. е. примерно $100 B_{Ry_{ex}}$) были описаны без привлечения идеи об увеличении энергии связи экситона в таких полях [2].

Интересно, что если мы используем в формуле (6) величину E_M из формулы (4), то увидим (рис. 3), что для большинства полупроводников в сверхсильном магнитном поле значение энергии перехода между основными уровнями Ландау электрона и дырки ($n_L = 0$) смещается в видимую часть спектра, удобную для экспериментального наблюдения.

Однако наиболее интересным эффектом сверхсильного магнитного поля может оказаться предсказываемая теорией модификация межатомного взаимодействия, которая,

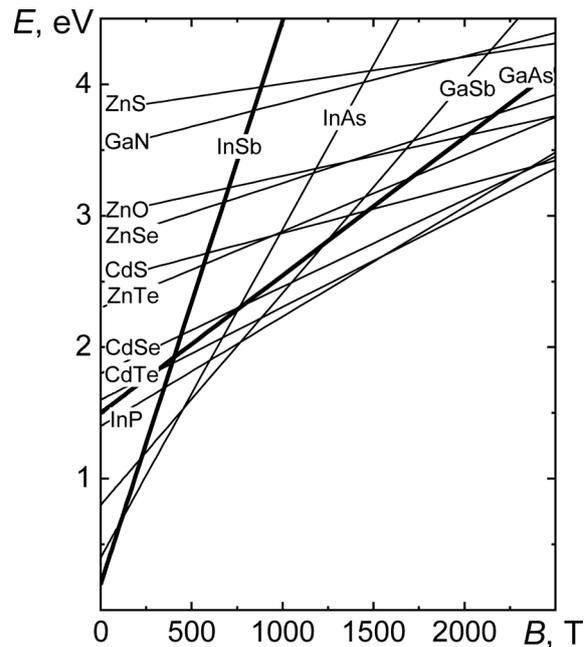


Рис. 3. Зависимости энергии перехода между основными («нулевыми») уровнями Ландау электрона и дырки от магнитного поля (несколько зависимостей выделены для удобства восприятия рисунка)

применительно к экситону, должна проявляться прежде всего в спектрах не поглощения, а экситонной люминесценции, исследованиям которой уделено гораздо меньше внимания.

Межатомное (межэкситонное) взаимодействие в сверхсильном поле

Нейтральные атомы, сильно вытянутые вдоль направления поля, будут обладать большим электрическим квадрупольным моментом, поэтому они начнут сильно притягиваться друг к другу вдоль линий магнитного поля, слабо отталкиваясь в перпендикулярных полю направлениях. В результате могут, по видимому, образовываться «магнитополимеры» – цепочки модифицированных полем веретенообразных атомов, выстроившихся вдоль линий поля (рис. 4). При дальнейшем увеличении поля атомы такого полимера теряют индивидуальность, происходит обобществление электронов в единое иглообразное облако, по оси которого располагаются протоны – атомные ядра [9].

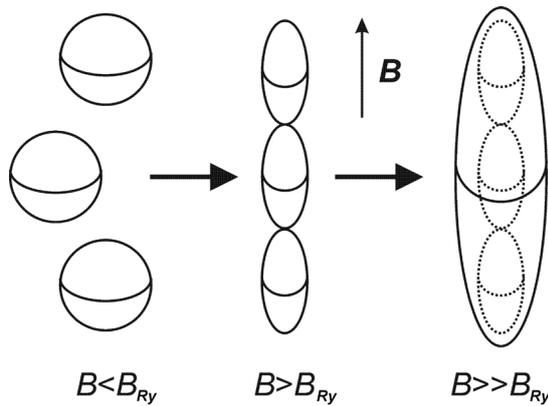


Рис. 4. Схема образования атомных/экситонных магнитополимеров в сверхсильных магнитных полях

Подтверждение этой теоретической картины, возможно, уже экспериментально получено при регистрации спектров теплового излучения нейтронных звезд. Часть этого излучения не пропускается атмосферой нейтронной звезды, и в рентгеновской области спектра наблюдаются полосы поглощения. Как правило, основная полоса расположена в области $E_a \approx 200 - 700$ эВ [12], и несколько менее четко выраженных полос иногда наблюдают при энергиях $2E_a$, $3E_a$ и т. д. Первоначальные попытки связать эти полосы с циклотронными частотами электронов или протонов либо кислородом в атмосфере звезды оказались безуспешными.

Можно, однако, объяснить это поглощение ионизацией атомов водорода в сверхсильном магнитном поле: увеличение потенциала ионизации до $200 - 700$ эВ ($15 - 50Ry$) возможно в полях порядка $10^8 - 10^9$ Тл, т. е. именно в тех полях, которые характерны для старых нейтронных звезд (для молодых нейтронных звезд (остатков сверхновых) типичны гораздо меньшие поля, а именно $10^6 - 10^7$ Тл).

Один рентгеновский квант может ионизовать одновременно несколько атомов, составляющих магнитополимер; тем более, что в таких полях имеет место обобществление электронов (как указано выше). В результате, с точностью до относительно малой энергии связывания атомов в полимер, должны

наблюдаться полосы при энергиях E_a , $2E_a$, $3E_a$ и т. д. Это может объяснить наличие дополнительных полос поглощения в спектре.

Интересно, что, хотя температура поверхности нейтронных звезд приближается к миллиону градусов ($kT \approx 100$ эВ), атомы водорода в их атмосфере должны оставаться преимущественно неионизованными, так как $kT < E_a$. Другими словами, в атмосфере старой нейтронной звезды предположительно присутствуют и атомы (пусть и необычные), и молекулы (как в атмосфере Солнца), и магнитополимеры.

Возвращаясь от атомной физики к физике экситонов, отметим, что биэкситоны изучены лишь в нескольких типах кристаллов, при этом в относительно слабом магнитном поле, а триэкситоны и т. п. — это лишь теоретическая идея. Уже обнаружено, что биэкситон, в отличие от экситона, превращается в излучение не в однофотонном процессе

$$X_2 \rightarrow h\nu,$$

где X — экситон, а в два этапа [13]:

$$X_2 \rightarrow X_{n=2} + h\nu_1 \rightarrow h\nu_1 + h\nu_2.$$

Здесь же следует отметить, что аннигиляция атома позитрония (и тем более молекулы) — тоже многофотонный процесс (см. табл. 3 далее).

В связи с тем, что теория биэкситона практически не разработана даже для слабых полей, не говоря уже о сильных и сверхсильных, при исследовании экситонов высокой плотности (а это обязательное условие наблюдения би- и полиэкситонов в слабых магнитных полях) в сверхсильных магнитных полях можно получить новые, неожиданные и интересные результаты.

Рождение экситона светом и малое время его жизни

Крайне важное отличие экситона от атома водорода — возможность рождения экситона светом.

В этом экситон гораздо более сходен не с



Таблица 3

Сравнение экситона с атомами водорода и позитрония

Характеристика	Экситон (X)	Позитроний (Ps)	Водород (H)
Структура	Дырка+электрон ($h^+ + e^-$)	Позитрон+электрон ($e^+ + e^-$)	Протон+электрон ($p^+ + e^-$)
Приведенная масса	$0,01 - 0,30m_e$	$0,5m_e$	$\approx m_e$
Размер, Å	10 – 1000	≈ 2	≈ 1
Энергия связи, мэВ	1 – 100	≈ 6800	≈ 13600
Энергия димеризации, эВ	Биекситон X_2 : $0,0001 - 0,0010$	Дипозитроний Ps_2 : 0,4	Молекула H_2 : 4,5
Аннигиляция (Энергия)	1, 2, ... фотонов; ($h\nu \approx E_g \approx 0,1 - 10$ эВ)	2, 3, ... фотонов; ($h\nu_{\Sigma} = 2m_e c^2 \approx 1$ МэВ)	невозможна; $H^+ + e^- = n^0 + \nu_e$ ($m_H c^2 \approx 1$ ГэВ)
Время жизни, с	$10^{-5} - 10^{-7}$	Парапозитроний $1,25 \cdot 10^{-10}$ Ортопозитроний $1,43 \cdot 10^{-7}$	Стабилен
Оптические переходы			

атомом водорода, а с экзотическим атомом позитрония (табл. 3). Из табл. 3 также видно еще одно отличие экситона (и атома позитрония) от атома водорода – его (их) нестабильность. Магнитное поле, увеличивая

энергию связи экситона, повышает и время совместной жизни электрона и дырки. Правда неясно, сохранится ли эта тенденция в запредельно сильных магнитных полях; но если сохранится, то это может способство-

вать созданию экситонного газа высокой плотности. При этом образующийся газ, возможно, удастся получить холодным, т. е. реализовать условия для бозе-эйнштейновской конденсации экситонов [14].

В отсутствие поля или в не очень сильных магнитных полях обычно имеет место относительный «перегрев» электронной подсистемы. Дело в том, что при возбуждении коротким световым импульсом газ экситонов не всегда успевает прийти в равновесное состояние и температура экситонной подсистемы оказывается не согласованной с температурой кристаллической решетки.

В кристалле может рождаться множество квазичастичных возбуждений и не только экситон (электронно-дырочная пара). Среди них, например, фононы, соответствующие коллективным колебаниям атомов кристаллической решетки. Поскольку энергия акустических фононов имеет нижним пределом нуль, их рождение возможно в любом магнитном поле. Образно говоря, вращаясь по ларморовским орбитам, электрон и дырка испускают вокруг себя акустические фононы. Чем сильнее поле, тем больше рождается фононов и тем больше перегревается решетка.

Чем большее магнитное поле желательно создать, тем меньше времени для этого имеется. Время нарастания поля до максимального значения в упомянутых выше рекордных экспериментах составляло 5 – 20 мкс, после чего происходили тепловой взрыв и разрушение как магнита, так и исследуемого образца.

Это означает, что в близких к запредельным сверхсильных магнитных полях ситуация другая. Экситонная система может не успеть разогреться до разрушения образца и останется относительно холодной. Холодный экситонный газ высокой плотности – это идеальная ситуация для реализации бозе-эйнштейновской конденсации [14].

Гиперсильное магнитное поле

Теория [6 – 9] предсказывает, что в магнитных полях свыше $B_{hs} \approx 10^{10}$ Тл (здесь и далее B_{hs} означает индукцию гиперсильного

магнитного поля) атом водорода должен становиться уже не веретенообразным, а иголкообразным, а именно – отношение продольного к поперечному линейному размеру эллипсоида должно достигать значения 200.

Однако, по-видимому, предложенная модель в столь сильном поле уже неприменима. Дело в том, что в указанном гиперсильном поле энергия взаимодействия электронного магнитного момента атома водорода с внешним магнитным полем $E_M(B)$ превосходит уровень 10^6 эВ, т. е. энергия становится достаточной для рождения электронно-позитронных пар из вакуума и наступает так называемый квантово-электродинамический предел Швингера (КЭП, QEL, $B_{cr} = m_e^2 c^2 / e\hbar \cong \cong 4,4 \cdot 10^9$ Тл), выше которого происходят совершенно удивительные вещи (см. далее).

Для рождения электронно-позитронной пары за счет взаимодействия магнитного поля не с атомом водорода, а с атомом позитрония, с учетом квантования Ландау (электроны и позитроны в сильном магнитном поле рождаются только в состояниях, соответствующих основному уровню Ландау), магнитное поле B должно стать таким, чтобы энергия взаимодействия с ним

$$2[E_{L,0e^+}(B) + E_{L,0e^-}(B)]$$

(сравните формулы (3) и (6)) была выше, чем просто

$$m_e c^2 + m_{e^+} c^2 = 2m_e c^2,$$

а именно, она должна следовать выражению

$$E = 2m_e c^2 + E_{L,0e^+}(B) + E_{L,0e^-}(B) = 2m_e c^2 + E_M(B)/2. \quad (7)$$

Другими словами, необходимая энергия взаимодействия $E_M(B) = E$ должна быть выше $4m_e c^2$, а соответствующее гиперсильное магнитное поле должно составлять

$$B_{hs} = B_{cr} \cong 4,4 \cdot 10^9 \text{ Тл.}$$

Поскольку рождение/аннигиляция элек-



тронно-позитронной пары представляет собой принципиально многофотонный процесс (см. табл. 3), необходимая энергия может быть либо «собрана» с двух электронов одного атома, либо получена возбуждением уже существующих связанных электронно-позитронных пар (атомов позитрония). В последнем случае возникает каскадная генерация пар. Попутно отметим, что многофотонность подразумевает возможность «подбарьерного» рождения электронно-позитронной пары (аналогично поглощению света ниже края поглощения у полупроводников).

Для рождения электронно-дырочной пары в кристалле необходима энергия, которая в миллион раз меньше, чем энергия рождения электронно-позитронной пары в вакууме. Она равна энергии E_g – ширине запрещенной зоны и варьируется от единиц электронвольт для широкозонных полупроводников до десятых долей электронвольт для узкозонных. Аналогично формуле (7), для экситона в магнитном поле имеем критерий

$$E_M(B) > 2E_g,$$

$$B > B_{hs} = 2\mu E_g / e\hbar.$$

Соответствующая зависимость энергии взаимодействия от магнитного поля в кристалле, имеющая вид

$$E_M(B) = E_g + E_{L,0h}(B) + E_{L,0e}(B),$$

была уже представлена на рис. 3 для различных полупроводников.

В таком гиперсильном магнитном поле экситон должен начать испускать не только фононы (см. выше), но и новые электронно-дырочные пары.

Однако прежде чем начать обсуждать эту возможность, стоит вспомнить еще об оптических фононах, энергия которых сравнима с энергией связи экситона (в отличие от акустических фононов с их малой энергией). Взаимодействие экситонов с оптическими фононами было подробно изучено уже в

1950–1970-х гг. теоретически и экспериментально (см., например, статью [15]). Были изучены зависимости экситон-фононного взаимодействия от степени ионности полупроводниковых кристаллов, их дефектности, температуры и т. п.

Собственно, даже сам факт движения экситона Ваннье – Мотта по кристаллу был доказан при изучении «фононных повторений» – спектральных линий, обусловленных испусканием фононов экситонами при движении последних (энергетической релаксацией экситонов). Характерная «максвеллоподобная» форма этих линий отвечает энергии

$$E_X - nE_{LO},$$

где E_X – энергия основного экситонного состояния ($E_X = E_g - Ry_{ex}$); E_{LO} – энергия оптического фонона; $n = 1, 2, \dots$.

Указанная форма линий и их температурная зависимость были описаны вплоть до значения $n = 4$ [16].

В то же время модификация экситон-фононного взаимодействия в магнитном поле осталась практически неизученной. Особенно это касается сильного поля, когда теоретический параметр $E_M(B)/Ry_{ex}$ становится большим.

Таким образом, можно ожидать появления новых экситон-фононных эффектов в сверхсильных, а тем более гиперсильных магнитных полях. Как минимум, в спектрах люминесценции должны во множестве возгораться экситонные линии «фононных повторений».

Возвращаясь к возможности рождения в гиперсильном магнитном поле не только фононов, но и новых электронно-дырочных пар (своего рода «клонирование» экситонов), по аналогии с оптическими фононами можно ожидать появления еще и «(e-h)-повторений» основного экситонного состояния, привязанного к нулевым уровням Ландау электрона и дырки. Однако здесь теория совсем несостоятельна, и простор для фантазии открыт.

Энергия $E_M = 2E_g$, например в кристалле InSb ($E_g \approx 0,2$ эВ), соответствует магнитному

полю $B_{hs} \approx 50$ Тл, достижимому в современных лабораториях. В табл. 4 приведены значения B_{hs} для еще нескольких материалов.

Но возможны и более удивительные экситонные эффекты. В работе [17] была сделана попытка представить, что же происходит с веществом при магнитных полях выше КЭП. Предположительно, вакуум становится поляризованным, а свет, входя в область с таким полем, меняет скорость и длину волны. В результате появляется эффект двулучепреломления, как например, в анизотропных кристаллах. Кроме того, фотоны с высокими энергиями начинают самопроизвольно расщепляться на несколько квантов или сливаться в один.

Стоит отметить, что такое расщепление/слияние в гиперсильном магнитном по-

ле может быть достаточно просто описано в терминах физики экситонов следующим образом: кванты $h\nu \approx 2E_g$ рождают экситоны (пары $e + h$), эти пары/экситоны образуют магнитную молекулу (магнитополимер, см. рис. 4), протяженное «гиперядро» которой окружено обобщенными электронами. Этот магнитополимер из N экситонов с некоторой вероятностью аннигилирует, т. е. излучается квант света с энергией $Nh\nu$. Или наоборот, квант $Nh\nu$ порождает магнитополимер из N экситонов, каждый из которых аннигилирует, излучая квант света с энергией $h\nu \approx 2E_g$.

Таким образом, в спектре излучения полупроводников в гиперсильном магнитном поле, можно будет при возбуждении светом с энергией около $N_1 E_g$ наблюдать мощное возгорание нескольких линий излучения, разде-

Таблица 4

Энергетические и магнитопольевые параметры ряда кристаллов и атома позитрония

Кристалл	E_g , эВ	B_{hs} , Тл	Ry_{ex} , мэВ	B_{ss} , Тл	B_{hs}/B_{ss}
<i>Экситон</i>					
InSb	0,2	47	0,60	0,7	67
InAs	0,4	160	1,35	2,7	59
GaSb	0,8	500	2,00	6,2	81
GaAs	1,5	1 400	4,40	21	67
InP	1,4	1 700	6,00	36	47
CdTe	1,6	2 300	11,00	78	30
CdSe	1,8	2 700	11,50	87	31
ZnTe	2,3	4 000	18,00	155	26
GaN	3,5	9 800	25,00	350	28
CdS	2,5	6 800	25,00	340	20
ZnSe	2,8	6 200	35,00	390	16
ZnO	3,0	9 900	42,50	700	14
ZnS	3,8	19 000	49,00	1200	16
<i>Позитроний Ps</i>					
–	$\Sigma(h\nu)$, эВ	B_{cr} , Тл	Ry_{Ps} , мэВ	B_{ss} , Тл	B_{cr}/B_{ss}
–	10^6	$9 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^4$

Обозначения: E_g , Ry_{ex} – ширина запрещенной зоны и энергия связи экситона; B_{hs} , B_{ss} – соответствующие характеристические магнитные поля; $\Sigma(h\nu)$, B_{cr} , Ry_{Ps} , B_{ss} – аналогичные величины для атома позитрония.



ленных энергией около $N_2 E_g$, обусловленное как вышеописанным «расщеплением/слиянием» квантов света, так и каскадной генерацией электронно-дырочных пар. Спектр возгорающегося излучения будет сложным, со сдвигами линий, обусловленными энергиями связи биэкситона, магнитополимера, отражающим переходы в неосновное состояние экситона и т. п.

Здесь же очевидно, что КЭП задает ограничение для роста энергии связи электрона в атоме водорода. Аналогичная ситуация, по-видимому, реализуется и в случае с экситоном. К сожалению, существующие теории не применимы вблизи КЭП, а количественные результаты расчетов пока недостоверны.

Обращает на себя внимание тот факт, что для атомов позитрония и водорода соотношение сверхсильного и гиперсильного полей составляет сотни тысяч, а для экситонов оно не превосходит 100 (см. табл. 4, где сверхсильные поля $B_{ss} > 10 B_{Ry}$). Соответственно, радиус атома водорода (позитрония), поперечный полю, при достижении гиперсильных полей может уменьшиться на два порядка, а радиус экситона вблизи $B \approx B_{hs}$ — всего в несколько раз (по самым оптимистичным оценкам, менее, чем в пять раз для узкозонных материалов и чуть больше для широкозонных). Однако следует отметить, что соответствующие магнитные поля находятся далеко за пределами возможностей экспериментаторов. Это несколько ослабляет исследовательский потенциал экситона как модельного объекта для анализа поведения водородоподобных атомов в сверхсильных магнитных полях, хотя эффект магнитополимеризации экситонов все же должен проявляться.

Плотность энергии гиперсильного поля

Еще одно отличие в поведении экситонов в гиперсильном магнитном поле от поведения в тех же условиях атомов водорода и позитрония связано с радикальным отличием характерных для них плотностей энергии указанного поля.

Магнитное поле — это особый вид ма-

тери, посредством которой осуществляется взаимодействие между движущимися заряженными частицами или телами, обладающими магнитным моментом. Это поле, взаимодействуя с магнитным моментом электрона, увеличивает энергию последнего и само по себе создает определенную плотность энергии.

Рекордная, достигнутая на данный момент плотность энергии в постоянном магнитном поле равна 6 кДж/см^3 , а в импульсном — 3 МДж/см^3 [4]. Плотность энергии гиперсильного поля применительно к атому позитрония составляет $W_{hs} \cong 8 \cdot 10^{18} \text{ Дж/см}^3$, или $1,3 \cdot 10^8 \text{ МэВ/Å}^3$ для $B_{hs} = B_{cr} \cong 4,4 \cdot 10^9 \text{ Тл}$. В то же время, если представить себе пространство, плотно (полностью) заполненное атомами позитрония в отсутствие поля, то соответствующая плотность энергии составит $W_{ps} \approx 0,1 \text{ МэВ/Å}^3$ ($\Sigma(h\nu) \approx 1 \text{ МэВ}$ на объем позитрония $V_{ps} \approx 10 \text{ Å}^3$), т. е. в миллиард раз меньше. Учет же удвоения энергии атома позитрония в гиперсильном поле и одновременного стократного уменьшения его поперечного радиуса увеличивает W_{ps} на четыре порядка, т. е. не меняет соотношение $W_{hs} \gg \gg W_{ps}$. Именно это обстоятельство приводит к так называемому кипению вакуума — рождению большого числа виртуальных частиц в магнитных полях B_{Wps} , значительно меньших магнитного поля B_{cr} — гиперсильного поля квантового электродинамического предела (подпороговое рождение, см. предыдущий раздел), овеществлению этих частиц и их последующей аннигиляции — высвечиванию. По сути, такое световое излучение посредством рождения, а затем аннигиляции пар можно интерпретировать как переход энергии постоянного магнитного поля в электромагнитное излучение. В любом случае главный эффект гиперсильного поля — рождение пар — должен наблюдаться в характеристических полях, величиной уже на порядок меньшей гиперсильного.

В полупроводниковых кристаллах роль вакуума выполняет среда с диэлектрической проницаемостью, отличной от единицы, и вместо образования виртуальных электрон-

но-позитронных пар рождаются всевозможные виртуальные квазичастицы с разными энергиями, в том числе виртуальные электронно-дырочные пары. Следуя вышеизложенной «атомной/позитрониевой» картине, можно указать характерные значения B_w в зависимости от ширины запрещенной зоны и энергии связи экситона (его радиуса) (табл. 5). Чтобы не перегружать табл. 5, в ней приведены параметры только трех абстрактных полупроводников: широкозонного (типа CdS-ZnTe), узкозонного (типа InSb) и «промежуточного» (типа GaSb). Для каждого материала, кроме плотности гиперсильного магнитного поля W_{hs} , приведена плотность «экситонной энергии» W_1 (плотность выражается как отношение величины E_g к объему экситона V_{ex} , т. е. рассматривается как бы плотно заполненный экситонами кристалл). В сверхсильном поле множитель, учитывающий изменение радиуса и энергии электронно-дырочной пары, не превышает 100. Энергия W_2 рассчитана в предположении о сверхплотном экситонном газе с одним экситоном на кристаллическую

ячейку (или электронно-дырочной жидкости, см. далее). Также указаны магнитные поля, плотность энергии которых определяет значения W_1 и W_2 .

Заметим, что магнитное поле, равное всего 5 Тл, в случае узкозонного материала соответствует плотности энергии поля 10 Дж/см³, или $1,6 \cdot 10^{-4}$ эВ/Å³, что соответствует плотности экситонов $\rho \cong 8 \cdot 10^{20}$ см⁻³, или одному экситону на шесть ячеек. В связи с этим следует отметить, что экситон Ванье – Мотта (экситон большого радиуса), будучи квазичастицей, не связан ограничением «плотного заполнения» пространства, волновая функция такого экситона распределена по всему кристаллу (в отличие от экситона Френкеля, локализованного на ячейке в каждый момент времени), поэтому экситонная плотность гипотетически может возрастать неограниченно. Однако при повышении плотности, с одной стороны, начинаются эффекты взаимной экранировки экситонами кулоновского взаимодействия внутри каждого из них, что приводит к превращению экситонного газа не в экситон-

Таблица 5

Зависимость плотностей энергии и соответствующих характеристических магнитных полей от параметров полупроводниковых кристаллов

Величина	Значение для полупроводника		
	широкозонного	«промежуточного»	узкозонного
E_g , эВ	2,4	0,8	0,2
V_{ex} , 10 ⁶ Å ³	0,08	10	500
B_{hs} , Тл	5000	500	50
W_{hs} , Дж/см ³	10 ⁷	10 ⁵	10 ³
W_1 , Дж/см ³	2	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$
B_1 , Тл	2	0,1	0,007
W_2 , Дж/см ³	1000	250	60
B_2 , Тл	50	25	12

Об о з н а ч е н и я: E_g , V_{ex} – ширина запрещенной зоны и объем экситона; B_{hs} – его характеристическое магнитное поле; W_{hs} – плотность энергии, соответствующая B_{hs} ; W_1 , W_2 – плотности энергии сверхсильного и гиперсильного полей; B_1 , B_2 – магнитные поля, соответствующие W_1 и W_2 .



ную жидкость, а в жидкость электронно-дырочную; с другой стороны, экситон — это частица, описываемая в одноэлектронном приближении, и при повышении экситонной плотности это описание становится все менее оправданным.

Ясно, что не вся энергия магнитного поля перейдет в экситонные возбуждения. Тем не менее, если генерация электронно-дырочных пар будет происходить с достаточно высокой скоростью, то возможными станут все известные эффекты экситонного газа высокой плотности ($\rho > 10^{18} \text{ см}^{-3}$): образование биэкситонов (триэкситонов и т. д., вплоть до опять же магнитополимеров) или экситонной/электронной жидкости, бозе-эйнштейновская конденсация. Другими словами, в экстремальных магнитных полях, даже при слабом лазерном возбуждении кристалла (когда плотность рождаемых лазером экситонов предельно низка), можно, тем не менее, получать высокую плотность экситонов.

Перспективные материалы для магнитооптических исследований в сверхсильных и гиперсильных магнитных полях

Можно сделать вывод, что чем меньше энергия связи электрона и дырки Ry_{ex} (чем больше радиус экситона Ванье – Мотта a_{ex}), тем более отчетливо выражены обсуждаемые эффекты. Если учесть, что, как правило, Ry_{ex} тем меньше, чем меньше ширина запрещенной зоны полупроводника E_g (см., например,

табл. 4), то можно заключить, что узкозонный материал с величиной запрещенной зоны $E_g < 0,2 \text{ эВ}$ будет относиться к перспективным.

Стоит оценить (при сохранении тенденций) предположительные параметры такого гипотетического материала (табл. 6). Соответственно, можно рассчитать и зависимость энергии основного («нулевого») уровня Ландау и энергии связи диамагнитного экситона от магнитного поля (сравните рис. 2 и 3). Полученные расчетные данные для трех вариантов материалов, представленных в табл. 6 (в дополнение к известному варианту 1), приведены на рис. 5.

Анализ данных табл. 6 и рис. 5 показывает, что даже в случае материала с $E_g = 0,05 \text{ эВ}$ уже в отнюдь не рекордных магнитных полях до 10 Тл, экситонная линия (или оптический переход между основными уровнями Ландау электрона и дырки) будет смещаться из инфракрасной в видимую область спектра, как в подавляющем большинстве других полупроводников. Кроме того, увеличение энергии связи экситона расширит температурный диапазон, в котором время жизни экситона достаточно велико: на 10 К (в грубом приближении), при возрастании Ry_{ex} на 1 мэВ.

К сожалению, среди гомоатомных и бинарных полупроводников самые узкозонные соединения имеют значения $E_g \approx 0,2 - 0,3 \text{ эВ}$, например, такие кристаллы, как InSb и соединения с инвертированной зонной структу-

Таблица 6

Параметры экстремально узкозонных полупроводников

Номер варианта	E_g , мэВ	μ/m_e	ϵ	Ry_{ex} , мэВ	B_{ss} , Тл	B_{hs} , Тл
1	200	0,014	17,3	0,60	0,70	47,0
2	150	0,010	17,5	0,47	0,40	25,0
3	100	0,007	17,8	0,31	0,20	13,0
4	50	0,004	18,0	0,17	0,06	3,5

Примечания. 1. Обозначения величин соответствуют приведенным в табл. 2 и 4, ϵ — диэлектрическая постоянная. 2. Вариант 1 относится, например, к кристаллам InSb.

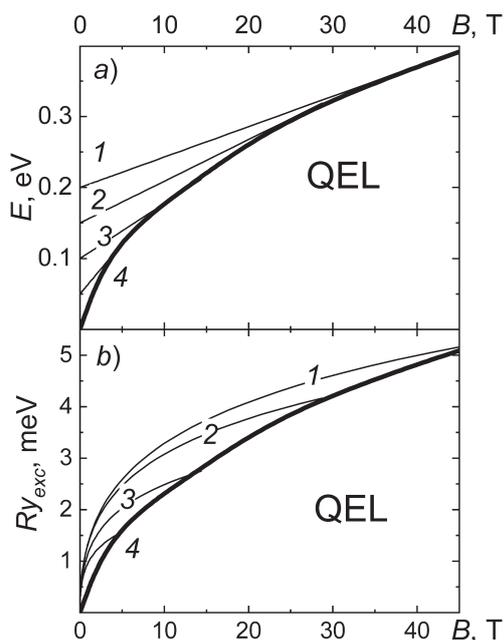


Рис. 5. Расчетные зависимости энергии основного уровня Ландау (а) и энергии связи диамагнитного экситона (б) от магнитного поля в четырех полупроводниках (номера кривых соответствуют номерам вариантов в табл. 6)

рой на основе ртути: HgS, HgSe, HgTe.

Уже известны несколько экстремально узкозонных тернарных (тройных) соединений ($E_g \leq 0,1$ эВ) на основе висмута индия InBi: InAs_{1-x}Bi_x, InSb_{1-x}Bi_x, а также халькогенидов ртути, но в виде твердых растворов, т. е. с большим количеством структурных дефектов, мешающих существованию экситонов (например, в случае соединения InBi основной проблемой является образование нанокристаллов висмута). Можно надеяться, что развитие технологий приведет все же к появлению кристаллов достаточного качества со значениями $E_g \leq 0,1$ эВ.

Заключение

Подводя итоги обсуждению свойств экситона в экстремально сильных магнитных полях, кратко просуммируем основные ожидаемые эффекты.

В сверхсильном поле, когда $B > B_{ss} \approx 10 B_{Ryexc}$, наиболее интересна модификация межэк-

ситонного взаимодействия, приводящая к большей стабильности биэкситонов и появлению экситонных «полимеров». При этом смещение в видимую часть спектра энергии перехода между основными уровнями Ландау электрона и дырки в сверхсильном поле для большинства полупроводников упрощает эксперименты. Перестройка волновой функции основного состояния экситона от шарообразной до иголкообразной формы не столь велика, как у атома водорода в соответствующих атомных сверхсильных полях, поэтому эффект увеличения энергии связи, скорее всего, окажется слабовыраженным. В то же время рост времени жизни экситона, который пока трудно оценить, может привести к созданию холодного экситонного газа высокой плотности, т. е. реализовать условия для бозе-эйнштейновской конденсации экситонов.

В гиперсильном магнитном поле, при значениях индукции

$$B > B_{hs} = 2\mu E_g / e\hbar$$

для экситона в твердом теле или

$$B > B_{hs} = 4\mu m_e c^2 / e\hbar$$

для водорода/позитрония в вакууме, становятся возможными «клонирование» экситонов (соответственно, электронно-позитронных пар), эффект магнитоиндуцированного двулучепреломления и эффект кратного умножения/деления частоты падающего на кристалл света.

Благодарности и пожелания

Авторы выражают благодарность экспертам Международного научно-технического центра (МНТЦ-ISTC), поддержавшим проект № 3986 «Моделирование низкоразмерного состояния материи в экспериментах с экситонами в сильных и сверхсильных магнитных полях» [18], не получивший, к сожалению, финансирования в рамках бюджетных возможностей МНТЦ. Эксперименты со сверхсильными и гиперсильными маг-



нитными полями являются крайне дорогостоящими. Тем не менее, авторы надеются, что в самом ближайшем будущем наработанный ими задел окажется востребован и магнитолевые эксперименты с эксито-

ном — этой неисчерпаемой квазичастицей — дадут бесценную информацию о свойствах не только твердого тела и магнитоатмосфер нейтронных звезд, но даже, возможно, и самой материи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Экситоны. Под ред. Э.И. Рашбы и М.Д. Стерджа. М.: Наука, 1985. 616 с.
2. Сейсян Р.П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 272 с.
3. Combescot M. Semiconductors in strong laser fields // Phys. Reports. 1992. Vol. 221. No. 4. Pp. 167–247.
4. Борисков Г.В., Быков А.И., Долотенко М.И., Егоров Н.И., Кудасов Ю.Б., Платонов В.В., Селемир В.Д., Таценко О.М. Физические исследования в сверхсильных магнитных полях // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 441–447.
5. Database Springer Materials — properties of materials [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://materials.springer.com>. Дата обращения: 25.08.2020.
6. Кудрявцев В.С., Кадомцев Б.Б. Вещество в сверхсильном магнитном поле // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 1. С. 144–152.
7. Либерман М.А., Йоханссон Б. Вещество в сверхсильном магнитном поле и структура поверхности нейтронных звезд // УФН. 1995. Т. 165. № 2. С. 121–142.
8. Korolev A.V., Liberman M.A. Bose condensation and superfluidity of excitons in a high magnetic field // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. No. 19. Pp. 14077–14089.
9. Кадомцев Б.Б., Кудрявцев В.С. Молекулы в сверхсильном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 1. С. 15–19.
10. Москаленко С.А., Либерман М.А., Москаленко Е.С., Думанов Е.В., Подлесный И.В. Когерентность двумерных электронно-дырочных систем: спонтанное нарушение непрерывных симметрий (обзор) // ФТТ. 2013. Т. 55. № 8. С. 1457–1487.
11. Гельмонт Б.Л., Михайлов Г.В., Панфилов А.Г., Разбирин Б.С., Сейсян Р.П., Эфрос А.Л. Диамагнитные экситоны в гексагональных кристаллах A_2B_6 // ФТТ. 1987. Т. 26. № 6. С. 1730–1739.
12. Potekhin A.Y. Cyclotron harmonics in opacities of isolated neutron star atmospheres // Astronomy & Astrophysics. 2010. Vol. 518. July–August. P. A24. Pp. 1–12.
13. Разбирин Б.С., Уральцев И.Н., Михайлов Г.В. Биэкситоны в кристаллах A_2B_6 // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. № 4. С. 191–194.
14. Корнелл Э.А., Виман К.Э., Кетгерле В. Нобелевские лекции по физике — 2001 // УФН. 2003. Т. 173. № 12. С. 1319.
15. Гросс Е.Ф., Пермогоров С.А., Разбирин Б.С. Аннигиляция экситонов и экситон-фононное взаимодействие // УФН. 1971. Т. 103. № 3. С. 431–446.
16. Ключихин А.А., Пермогоров С.А., Резницкий А.Н. Многофононные процессы в резонансном рассеянии и экситонной люминесценции кристаллов // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 6 (12). С. 2230–2251.
17. Kouveliotou C., Duncan R.C., Thompson C. Magnetars // Scientific American. 2003. Vol. 288. No. 2. February. Pp. 35–41.
18. Simulation of the low-dimensional state of the matter in experiments on excitons in high and ultra-high magnetic fields. URL: <http://www.istc.int/en/project/178BFC04F2F46C9BC325762C0029C9C6>.

Статья поступила в редакцию 04.08.2020, принята к публикации 03.09.2020.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ВАГАНОВ Сергей Анатольевич — кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе» Российской академии наук, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

194021, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26
SV.Exciton@mail.ioffe.ru

ПАНФИЛОВ Андрей Григорьевич — кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе» Российской академии наук, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

194021, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26
a.panfilov@mail.ioffe.ru

СЕЙСЯН Рубен Павлович — доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе» Российской академии наук, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

194021, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26
rseis@ffm.ioffe.ru

REFERENCES

1. Excitons: selected chapters (Modern problems in condensed matter sciences), Abridged edition by E.I. Rashba (author), M.D. Sturge (editor), Elsevier Science Ltd; Abridged Edition (May 1, 1987).
2. **Seysyan R.P.**, Spektroskopiya diamagnitnykh eksitonov [Spectroscopy of diamagnetic excitons]. Nauka, Moscow, 1984 (in Russian).
3. **Combescot M.**, Semiconductors in strong laser fields, Phys. Reports. 221 (4) (1992) 167–247.
4. **Boriskov G.V., Bykov A.I., Dolotenko M.I., et al.**, Research in ultrahigh magnetic field physics, Phys. Usp. 54 (4) (2011) 421–427.
5. Database SpringerMaterials – properties of materials, URL: <http://materials.springer.com>.
6. **Kadomtsev B.B., Kudryavtsev V.S.**, Matter in a superstrong magnetic field, Soviet Physics JETP. 35 (1) (1972) 76–80.
7. **Liberman M.A., Johansson B.**, Properties of matter in ultrahigh magnetic fields and the structure of the surface of neutron stars, Phys. Usp. 38 (2) (1995) 117–136.
8. **Korolev A.V., Liberman M.A.**, Bose condensation and superfluidity of excitons in a high magnetic field, Phys. Rev. B. 50 (19) (1994) 14077–14089.
9. **Kadomtsev B.B., Kudryavtsev V.S.**, Molecules in a superstrong magnetic field, Soviet Physics JETP Letters. 13 (9) (1971) 42–54.
10. **Moskalenko S.A., Dumanov E.V., Podlesny I.V., et al.**, Coherence of two-dimensional electron-hole systems: spontaneous breaking of continuous symmetries: a review, Physics of the Solid State. 55 (8) (2013) 1563–1595.
11. **Gelmont B.L., Mikhaylov G.V., Panfilov A.G., et al.**, Diamagnitnyye eksitony v geksagonalnykh kristallakh A_2B_6 [Diamagnetic excitons in the hexagonal crystals], Soviet Physics. Solid State. 26 (6) (1987) 1730–1739.
12. **Potekhin A.Y.**, Cyclotron harmonics in opacities of isolated neutron star atmospheres, Astronomy & Astrophysics. 518 (2010) A24, 1–12.
13. **Razbirin B.S., Uraltsev I.N., Mikhaylov G.V.**, Biexcitons in A_2B_6 crystals, Soviet Physics JETP Letters. 25 (4) (1977) 174–177.
14. **Kornell E.A., Wieman K.E., Ketterle W.**, Nobelevskiye lektsii po fizike – 2001 [Nobel lectures on physics – 2001], Phys. Usp. 173 (12) (2003) 1319 (in Russian).
15. **Gross E.F., Permogorov S.A., Razbirin B.S.**, Annihilation of excitons and exciton-phonon interaction, Sov. Phys. Usp. 14 (3) (1971) 104–112.
16. **Klochikhin A.A., Permogorov S.A.**,



Reznitskii A.N., Multiphonon processes in resonant scattering and exciton luminescence of crystals, *Soviet Physics JETP*. 44 (6) (1976) 2230–2251.

17. **Kouveliotou C., Duncan R.C., Thompson C.**, Magnetars, *Scientific American*. 288 (2 Febru-

ary). (2003) 35–41.

18. Simulation of the low-dimensional state of the matter in experiments on excitons in high and ultra-high magnetic fields, URL: <http://www.istc.int/en/project/178BFC04F2F46C9BC32-5762C0029C9C6>.

Received 04.08.2020, accepted 03.09.2020.

THE AUTHORS

VAGANOV Sergei A.

Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences

26 Politekhnicheskaya, St. Petersburg, 194021, Russian Federation
SV.Exciton@mail.ioffe.ru

PANFILOV Andrei G.

Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences

26 Politekhnicheskaya, St. Petersburg, 194021, Russian Federation
a.panfilov@mail.ioffe.ru

SEISYAN Ruben P.

Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences

26 Politekhnicheskaya, St. Petersburg, 194021, Russian Federation
rseis@ffm.ioffe.ru