

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Новые эффекты и управление в системе экситонов в квазидвумерных структурах

Ю.Е. Лозовик

Рассматриваются новые эффекты в системах квантовых диполей: анизотропная сверхтекучесть во внешних полях, эффекты сильной корреляции и кристаллизация, фаза суперсолида. Анализируются эффекты рotonной неустойчивости, типичные для сильно коррелированных бозе-систем, но проявляющиеся в слабо взаимодействующей системе наклонных диполей. Интересными физическими реализациями рассматриваемых систем являются дипольные экситоны в связанных квантовых ямах либо в одиночной квантовой яме в сильном поперечном электрическом поле, либо в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, состоящих из двумерных слоёв новых материалов, таких как дихалькогениды переходных металлов. Интересны также реализации дипольных полярных молекул и атомов при сверхнизких температурах с постоянными или наведёнными внешними полями диполями, а также системы ридберговских атомов в электрическом поле.

Ключевые слова: дипольные экситоны, бозе-конденсат, сверхтекучесть, квантовые ямы, 2D-материалы, эффекты сильной корреляции, кристаллическая фаза, ротонная неустойчивость, суперсолид

PACS numbers: 03.75.Nt, **67.80.-s**, 73.21.Fg, **71.35.-y**, **71.45.-d** DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.12.038355>

В настоящей статье мы обсудим несколько новых эффектов в системах квантовых диполей [1–3] (см. также [4]), а именно анизотропную сверхтекучесть во внешних полях, эффекты сильной корреляции и кристаллизацию. Рассмотрим также эффекты ротонной неустойчивости, типичные для сильно коррелированных бозе-систем, но проявляющиеся в слабо взаимодействующей системе наклонных диполей.

Имеются следующие физические реализации систем диполей. Во-первых, это дипольные экситоны в связанных квантовых ямах с пространственно разделёнными электронами и дырками в связанных квантовых ямах либо в одиночной квантовой яме в сильном поперечном электрическом поле. Система экситонов с пространственно разделёнными электронами и дырками впервые была рассмотрена в 1973 г. в докладе Лозовика [5], затем её сверхтекучесть и другие необычные физические свойства подробно исследовались в работах [6–15], а также в последующих работах, в которых были предсказаны и подробно рассмотрены сверхтекучесть в системе пространственно разделённых электронов и дырок, эффекты джозефсоновского типа (в системах без сверхпроводимости!) [16–21], эффекты увлечения экситонов электронами и управления экситонами посредством электронов [22–24], поведение во внешних магнитных полях [25–36], необычные когерентные оптические линейные и

нелинейные свойства [37–42] и фазовая диаграмма для пространственно разделённых электронно-дырочных систем и дипольных экситонов [43–46]. В результате возникло перспективное направление физики когерентных явлений в системе экситонов в квантовых ямах и новых двумерных (2D) системах. К настоящему моменту в данной области имеются интересные достижения в теории, компьютерном моделировании, кроме того, достигнуты замечательные экспериментальные успехи рядом научных групп [47–60].

В системе пространственно разделённых электронов и дырок возможна также реализация с высокой плотностью электронов и дырок. При высокой плотности 2D-электроны и дырки образуют ферми-круги или участки, и в том случае, когда эти ферми-круги почти конгруэнтны, при понижении температуры возможно образование когерентного состояния типа состояния Бардина–Купера–Шраффера (БКШ) со щелью в спектре, обусловленное спариванием пространственно разделённых электронов и дырок [6–14]. В случае, когда эти линии Ферми для двумерных систем не совсем конгруэнтны, условия осуществления когерентного состояния типа БКШ следующие: возникающая щель (определенная выигрышем в энергии при $e-h$ -спаривании) должна быть больше, чем энергетическая разность между ферми-линиями электронов и дырок. Межслоевое туннелирование приводит к фиксации фазы параметра порядка и возникновению внутреннего эффекта Джозефсона [16–21]. Двухслойная система отличается от рассмотренной Келдышем и Ко-паевым [61] трёхмерной однородной системы со спариванием электронов и дырок, описывающей переходы полуметалл–изолятор и т.п., возможностью осуществления сверхтекущих токов. В частности, предсказанная сверхтекучесть подтверждена в экспериментах группы Эйзенштейна для двойных электронных слоёв в сильном

Ю.Е. Лозовик. Институт спектроскопии РАН,
ул. Физическая 5, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация;
Национальный исследовательский университет
"Высшая школа экономики",
Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова,
ул. Таллинская 34, 123458 Москва, Российская Федерация
E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

Статья поступила 24 марта 2018 г.

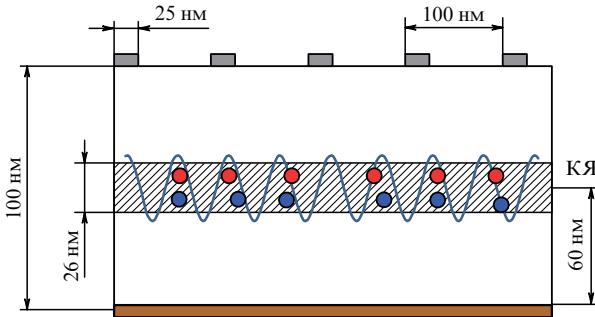


Рис. 1. Одна из возможных экспериментальных реализаций системы с анизотропной сверхтекучестью — квантовая яма (КЯ) (или связанные квантовые ямы, или ван-дер-ваальсова структура из двух 2D-слоёв дихалькогенидов переходных металлов) с дипольными экситонами, управляемая потенциалом внешних электродов.

магнитном поле с наполовину заполненными уровнями Ландау [62].

К рассматриваемым в данной статье дипольным системам относятся также экситоны в популярных сейчас ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, состоящих из двумерных слоёв новых материалов, таких как, например, дихалькогениды переходных металлов (см. [63, 64] и цитируемую там литературу) или графена с созданной щелью (см. относительно e–h-спаривания в плотных пространственно разделённых 2D-материалах [65–71] и приведённые там ссылки). Структуры на основе дихалькогенидов переходных металлов перспективны для достижения высокотемпературной сверхтекучести экситонов.

Весьма интересны также реализации дипольных полярных молекул и атомов при сверхнизких температурах с постоянными или наведёнными внешними полями диполями [72–74]. Интересными свойствами обладают и системы ридберговских атомов в электрическом поле, в котором возникают очень большие дипольные моменты, так что даже в системе относительно разрежённых ридберговских атомов имеют место сильно коррелированные состояния и даже кристаллизация.

Теперь для вышеуказанных двумерных дипольных систем обсудим управление их свойствами и предсказанную нами их анизотропную сверхтекучесть [1] во внешних периодических полях, созданных профилированными управляющими электродами (рис. 1). Отметим, что анизотропная сверхтекучесть ранее рассматривалась для He^3 [75–77] и охлаждённых атомов в оптических сверхрешётках [78, 79].

Как известно, в сверхтекучей системе можно создать незатухающей квазивесенский ток \mathbf{J} , пропорциональный полному импульсу системы \mathbf{P} с коэффициентом пропорциональности, равным модулю спиральности Y_s , пропорциональному в свою очередь плотности n_s сверхтекучей компоненты:

$$\frac{\mathbf{J}(T)}{S} = Y_s(T)\mathbf{P} = \frac{n_s(T)}{m}\mathbf{P}, \quad (1)$$

где S — площадь рассматриваемых квазидвумерных систем. Аналогично полный импульс \mathbf{P} также пропорционален сверхтекучей плотности и скорости системы \mathbf{v} :

$$\frac{\mathbf{P}(T)}{S} = \rho_s(T)\mathbf{v} = n_s(T)m\mathbf{v}. \quad (2)$$

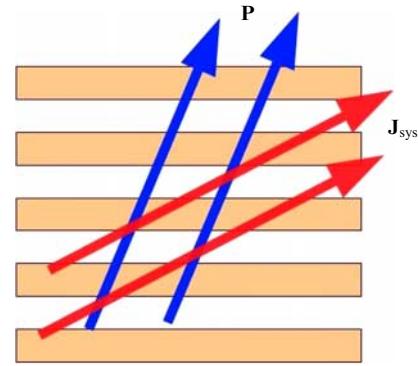


Рис. 2. Внешнее воздействие толкает систему в одном направлении (импульс \mathbf{P}), а ток \mathbf{J}_{sys} в рассматриваемой анизотропной системе течёт в другом направлении.

В анизотропной системе плотность сверхтекучей компоненты теряет прежний смысл, поскольку она является не скаляром, а тензором, поэтому

$$\frac{\mathbf{P}_i(T)}{S} = \sum_j \rho_s^{ij}(T)v_j, \quad (3)$$

т.е. система в результате внешнего воздействия получает импульс в одном направлении, а движется в другом направлении (рис. 2).

Для упрощения рассмотрим экситонную систему со слабым взаимодействием при температуре, равной нулю. Тогда истощение конденсата мало и число надконденсатных частиц также мало по сравнению с плотностью конденсата. Поэтому для конденсатной части можно использовать уравнение Гросса – Питаевского в периодическом внешнем поле. Для решения мы применяли два подхода: 1) численную минимизацию функционала Гросса – Питаевского в периодическом внешнем поле; 2) нахождение аналитических выражений во втором порядке теории возмущений по периодическому внешнему полю.

Для различных физических величин во втором порядке теории возмущений по периодическому полю при не очень большой амплитуде полей аналитические результаты хорошо согласуются с результатами численных расчётов. Для расчёта анизотропных свойств возбуждений системы (в частности, для анизотропной скорости звука) мы диагонализовали в богоявловском приближении надконденсатный гамильтониан. Спектр возбуждений имеет блоховские разрывы при импульсах, равных обратному периоду периодического поля. Вблизи них резко возрастает анизотропия всех физических величин.

Рекомбинационное излучение от рассматриваемой двумерной системы дипольных экситонов, находящейся в конденсированном состоянии, имеет угловое распределение, не совпадающее с распределением для однородной системы, — помимо луча, перпендикулярного 2D-системе, из-за периодичности появляются дополнительные боковые лучи с интенсивностью, пропорциональной глубине модуляции плотности экситонов с помощью управляющих электродов. Кроме того, приобретает эллиптическую форму поперечное сечение люминесцентных лучей, испускаемых системой экситонов под углом к нормали к плоскости системы. Вихри в данной системе также анизотропны.

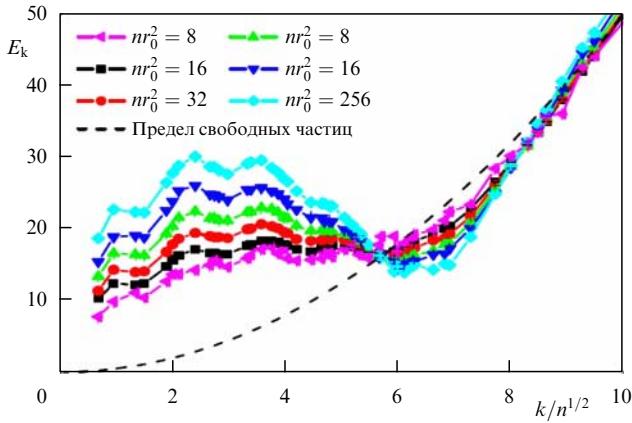


Рис. 3. Модификация спектра возбуждений и появление ротонного минимума в 2D-дипольной системе с возрастанием безразмерной концентрации nr_0^2 (см. [80–82]).

Отметим, что в рассматриваемой системе (см. рис. 1) в достаточно сильном периодическом внешнем поле могут образоваться узкие сверхзоны для экситонов и может произойти фазовый переход из сверхтекущего состояния в состояние стекла, который теоретически исследовался в работе [4].

Рассмотрим теперь эффекты сильной корреляции и новые фазы экситонов. В наших работах были предсказаны [43–46] и изучены с помощью квантового метода Монте-Карло новые фазы экситонной системы: кристаллическая фаза [80–84] (см. также [85]), а также фаза суперсолида [86] (которая одновременно обладает попечной жёсткостью, сверхтекущестью и диагональным и недиагональным порядком) — исследованы их структуры и оптические свойства. С помощью квантового метода Монте-Карло доказано существование суперсолида в мезоскопических экситонных системах [87, 88].

В 2D-системе диполей с возрастанием безразмерной концентрации частиц nr_0^2 , где $r_0 = me^2 D^2 / \varepsilon (2\pi\hbar)^2$ — расстояние, на котором квантовая кинетическая энергия равна диполь-дипольному взаимодействию (здесь D — характерное расстояние между электроном и дыркой, определяющее диполь, ε — диэлектрическая проницаемость), возникают эффекты сильной корреляции: истощение конденсата, возникновение ближнего порядка, существенная модификация спектра возбуждений и появление при $nr_0^2 = 16$ ротонного минимума (рис. 3).

При $nr_0^2 = 290$ (при параметре Линдемана, равном 0,23) в дипольной системе происходит кристаллизация [80–82] (рис. 4).

Интересные структурные свойства дипольных систем ярко проявляются вблизи порога нестабильности, когда ротонная щель в спектре возбуждений блика к нулю. Однако ротонный минимум в случае перпендикулярных диполей не может коснуться нуля по причине расходимости источника конденсата на пороге соприкосновения спектра с нулём энергии. Другими словами, конденсат исчезает ещё до касания спектром нуля энергии, и система входит в режим сильных корреляций, так что ротонная нестабильность невозможна, поэтому все структурные свойства, которые можно предсказать для перпендикулярных диполей на пороге ротонной нестабильности, недостижимы.

Однако расходимость источника конденсата на пороге касания спектром нуля энергии может быть устранена, если, наклонив диполи, разрушить вращательную

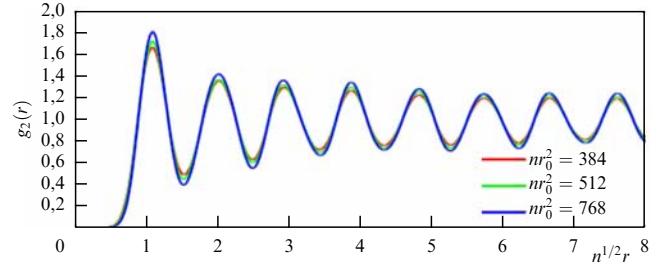


Рис. 4. Парная функция распределения 2D-дипольной системы в кристаллической фазе (см. [80–82]).

симметрию системы в плоскости слоя. А именно, в таком случае спектр касается нуля не по кругу, а в двух точках. В результате для наклонных диполей расходимость источника конденсата в точке соприкосновения спектра с нулём энергии исчезает, в связи с чем порог ротонной нестабильности становится принципиально достижимым. Таким образом, открываются замечательные перспективы для изучения структурных свойств дипольных конденсатов вблизи порога ротонной нестабильности.

Мы предсказали эффект ротонной нестабильности [2, 3] для слабовзаимодействующих наклонных диполей в двумерном однородном квантовом слое. В рассматриваемом случае ротонные явления, которые типичны для квантовых систем в режиме сильных корреляций, проявляются в слабовзаимодействующем газе. Важно, что вращательная симметрия для системы наклонных диполей, в отличие от вращательной симметрии системы перпендикулярных к плоскости диполей, разрушается, приводя тем самым к конечности источника конденсата вплоть до порога ротонной нестабильности и к справедливости среднеполевого подхода. Предсказанные явления могут быть обнаружены в широком классе дипольных систем. В работах [2, 3] мы предложили методы обнаружения этих явлений в системах дипольных экситонов и ультрахолодных атомах и полярных молекулах в оптических решётках, а также оценили оптимальные экспериментальные параметры.

Мы рассмотрели два режима для осуществления ротонной нестабильности в системе наклонных диполей: двумерная система в квантовой яме или квазидвумерная система в широкой квантовой яме.

Чтобы прояснить природу ротонной нестабильности в случае наклонных диполей на качественном уровне, приведём два аргумента. Первый — система параллельных диполей, лежащих в плоскости. Такая система может образовать 2D-кристалл из параллельных цепочек [89], так как диполи, выстроенные "голова к хвосту", притягиваются (стабильное состояние образуется за счёт отталкивания коров диполей).

Второй аргумент — для широкой ямы. Потенциальная энергия взаимодействия диполей имеет вид

$$V_d(\mathbf{r}) = \frac{d^2}{\varepsilon} \frac{r^2 - 2z^2}{r^5}, \quad (4)$$

а её фурье-образ

$$V_d(\mathbf{p}) = \frac{4\pi}{3} \frac{d^2}{\varepsilon} \frac{2p_z^2 - p^2}{p^2}. \quad (5)$$

Здесь $d = eD$ — дипольный момент, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\mathbf{p} = \{\mathbf{P}, p_z\}$ и $\mathbf{r} = \{\mathbf{R}, z\}$ — трёхмерные векторы, \mathbf{P} и \mathbf{R} — двумерные векторы (в

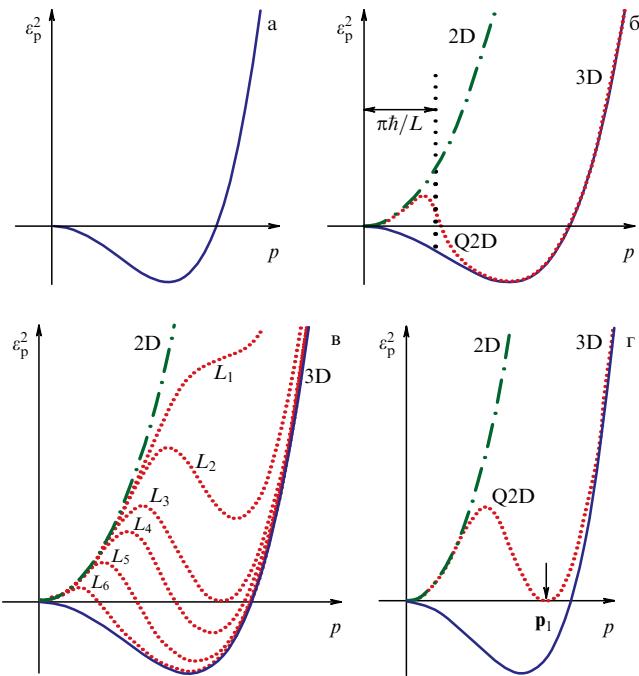


Рис. 5. Качественный вид квадратов спектров возбуждений дипольных экситонов в трёхмерном (3D) (сплошная кривая), двумерном (2D) (штрихпунктирная кривая) и квазидвумерном (Q2D) (пунктирная кривая) случаях. Ширины ям на рис. в: $L_1 < L_2 < \dots < L_6$. На рисунке г стрелка указывает на импульс \mathbf{p}_i нестабильной моды.

плоскости ямы), $p = |\mathbf{p}| = (\mathbf{P}^2 + p_z^2)^{1/2}$.

Ротонная нестабильность возникает в результате отрицательности диполь-дипольного потенциала $V_d(\mathbf{p})$ при $|p_z| \ll p$ (см. (5)), что является следствием притяжения диполей, расположенных поперёк плоскости квантовой ямы. Действительно, импульсам $|p_z| \ll p$ соответствуют масштабы $|z| \gg r$, а при $|z| \gg r$ диполи притягиваются (см. (4)). В результате для бесконечной однородной трёхмерной системы квадрат беголюбовского спектра $\varepsilon_p^2 = p^4/(4m^2) + V_d(\mathbf{p})(n_0/m)\mathbf{p}^2$ при $|p_z| \ll p$ отрицателен на малых импульсах,

$$\varepsilon_p^2 = \frac{p^4}{4m^2} - \frac{4\pi}{3} \frac{d^2}{\epsilon} \frac{n_0}{m} \mathbf{p}^2, \quad (6)$$

n_0 — трёхмерная плотность бозе-конденсата, m — масса частиц (рис. 5). Так что при малых импульсах (в фононной области) спектр (6) содержит участок мнимых энергий, т.е. в трёхмерной системе фононные моды нестабильны вследствие образования трёхмерного кристалла из цепочек (как показывают наши результаты компьютерного моделирования) (см. также [90]).

Но в квантовой яме диполи ограничены в направлении оси z :

$$0 \leq |x|, |y| < \infty, \quad 0 < z < L, \quad (7)$$

где L — ширина квантовой ямы. Так что на малых масштабах,

$$r \ll L, \quad p \gg \frac{\pi\hbar}{L}, \quad (8)$$

т.е. глубоко внутри ямы движение экситонов как точечных диполей трёхмерно. В то же время на больших

продольных масштабах,

$$r \gg L, \quad p \ll \frac{\pi\hbar}{L}, \quad (9)$$

или при $r \gg z$, $p \ll |p_z|$, квантовая яма подобна тонкому слою и движение двумерно. Двумерный режим, $r \gg L$, очевидно, существует при любых L (см. (7)). Но трёхмерный режим: $p \gg \pi\hbar/L$, или $L \gg \pi\hbar/p$, возможен лишь в ямах с шириной, большей некоторой величины

$$L \gg \frac{\pi\hbar}{\sqrt{2m\mu}}, \quad (10)$$

где μ — химический потенциал экситонов, $\sqrt{2m\mu}$ — характерный импульс p в задаче. Именно случай широких ям, в котором имеются и двумерный, и трёхмерный режимы, соответствует квазидвумерной системе.

Рассмотрим более детально квазидвумерные диполи. На больших импульсах, $p \gg \pi\hbar/L$, когда реализуется трёхмерный режим, спектр возбуждений близок к трёхмерной ветви (рис. 5б). При $|p_z| \ll p$ трёхмерная ветвь нестабильна. При малых импульсах, $p = \pi\hbar/L$, при которых реализуется двумерный режим, спектр возбуждений близок к своей двумерной ветви (рис. 5б). Двумерная ветвь стабильна, поскольку диполи, далеко разнесённые в плоскости, отталкиваются при $r \gg z$. При промежуточных импульсах, $p \sim \pi\hbar/L$, происходит кроссовер с трёхмерной (不稳定ной) ветви на двумерную (стабильную). Таким образом, в квазидвумерном случае нестабильность перемещается в область промежуточных импульсов. Чем шире яма (больше L), тем больше область нестабильности (рис. 5в). А чем уже яма (меньше L), тем меньше область нестабильности. При некотором значении L ($L = L_3$ на рис. 5в) область нестабильности схлопывается в точку, так что при меньших L ($L = L_{1,2}$ на рис. 5в) спектр квазидвумерных диполей может обладать лишь ротонным минимумом. Критическое значение L ($L = L_3$), при котором ротонный минимум касается нуля энергии (рис. 5в), соответствует порогу ротонной нестабильности квазидвумерных диполей. Непосредственно за порогом, когда ротонный минимум, опускаясь, только прошёл через нуль, квадрат спектра ε_p^2 для некоторой моды $\mathbf{p} = \mathbf{p}_i$ становится отрицательным (рис. 5г). Так что энергия моды \mathbf{p}_i оказывается мнимой: $\varepsilon_{\mathbf{p}_i} = \pm i\hbar\kappa$ ($\kappa \neq 0$, $\kappa \approx 0$). В результате плоская волна, соответствующая этой нестабильной моде, $\exp[i\mathbf{p}_i \mathbf{R}/\hbar \pm i\varepsilon_{\mathbf{p}_i} t/\hbar] \propto \exp(i\kappa t)$ ($\kappa > 0$), начинает экспоненциально возрастать со временем. Спустя некоторое время она становится макроскопической и происходит спонтанная самоорганизация: образуется макроскопическое заселение с ненулевым импульсом — волна плотности материи. В процессе этой самоорганизации система перестраивается: однородный, слабокоррелированный бозе-конденсированный газ превращается в кристаллоподобную периодическую структуру. Дальнейший анализ показывает, что в данной системе возможно возникновение фазы суперсолида с сосуществованием кристаллического порядка и сверхтекучести. Возможна также новая фаза — фаза квантового жидкого кристалла, сосуществующего со сверхтекучестью.

Таким образом, образование ротонного минимума, ротонной нестабильности и периодического профиля плотности является следствием: а) анизотропии и области притяжения диполь-дипольного потенциала; б) свойства квазидвумерности — промежуточного режима между нестабильной трёхмерностью и стабильной двумерностью. Результаты вариационного расчёта соответ-

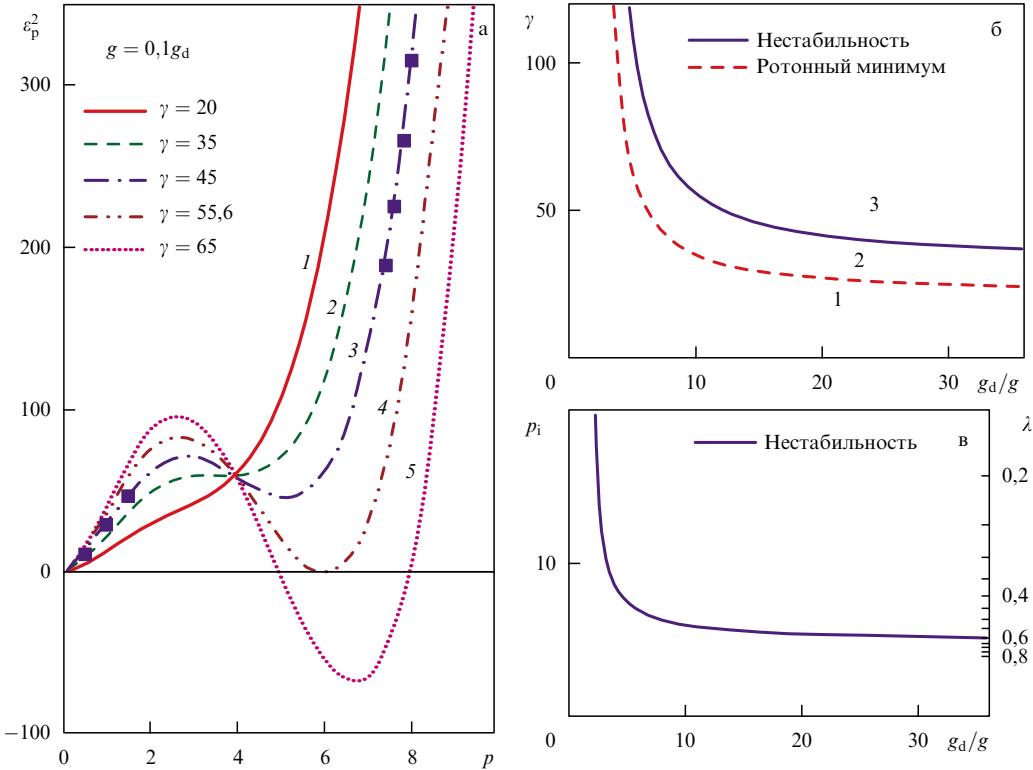


Рис. 6. (а) Результаты вариационного расчёта квадратов наименших дисперсионных кривых ϵ_p^2 для $g = 0.1g_d$ при $\gamma = 20$ (кривая 1), $\gamma = 35$ (кривая 2), $\gamma = 45$ (кривая 3), $\gamma = 55.6$ (кривая 4) и $\gamma = 65$ (кривая 5). (б) Фазовая диаграмма ротонной нестабильности и порога ротонного минимума в переменных $g_d/g - \gamma$. Показаны стабильные фазы без ротонного минимума (1) и с ротонным минимумом (2), а также нестабильная фаза (3). (в) Критический импульс для порога нестабильности p_i и соответствующий период волн плотности материи λ как функции g_d/g . Используется система единиц $\hbar = m = L = 1$; $g_d = 8\pi d^2/(3e)$ и g — соответственно дипольная и ван-дер-ваальсовы константы связи, γ — безразмерный параметр, пропорциональный произведению концентрации бозе-эйнштейновской конденсации на дипольную константу связи.

ствующих дисперсионных кривых системы и фазовая диаграмма системы приведены на рис. 6.

Эффекты, аналогичные рассмотренным для двумерных систем квантовых диполей, свойственны и двумерным системам высших мультиполей. В частности, с возрастанием плотности происходит квантовая кристаллизация в 2D-системе параллельных квадрупольей [91]. В 2D-системе наклонных квадрупольей возможны также ротонная неустойчивость и образование суперсолида. Интересными физическими реализациями квадрупольей являются 3D-экситоны или ридберговские атомы в сильном магнитном поле, сжимающем частицу поперёк поля, а также ионы в сверхсильных магнитных полях в коре или вблизи нейтронных звёзд.

Работа поддержана грантом 17-12-01393 Российского научного фонда.

Список литературы

1. Lozovik Yu E, Kurbakov I V, Volkov P A *Phys. Rev. B* **95** 245430 (2017)
2. Fedorov A K, Kurbakov I L, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **90** 165430 (2014)
3. Fedorov A K, Kurbakov I L, Shchadilova Y E, Lozovik Yu E *Phys. Rev. A* **90** 043616 (2014)
4. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Lozovik Yu E, Ziegler K *Physica E* **92** 1 (2017)
5. Лозовик Ю Е, в сб. *I-е Всесоюз. совещание по диэлектрической электронике*, 1973, Тезисы докладов (Ташкент: Фан, 1973)
6. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 26 (1975); Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett.* **22** 11 (1975); Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1975); Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett.* **22** 274 (1975)
7. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *ЖЭТФ* **71** 738 (1976); Lozovik Yu E, Yudson V I *Sov. Phys. JETP* **44** 389 (1976)
8. Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **19** 391 (1976)
9. Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **21** 211 (1977)
10. Lozovik Yu E, Yudson V I *Physica A* **93** 493 (1978)
11. Лозовик Ю Е, Берман О Л, Рувинский А М *Письма в ЖЭТФ* **69** 573 (1999); Lozovik Yu E, Berman O L, Ruvinskii A M *JETP Lett.* **69** 616 (1999)
12. Berman O L, Lozovik Yu E, Snoke D W, Coulson R D *Phys. Rev. B* **70** 235310 (2004)
13. Лозовик Ю Е *УФН* **171** 1373 (2001); Lozovik Yu E *Phys. Usp.* **44** 1307 (2001)
14. Лозовик Ю Е *УФН* **179** 309 (2009); Lozovik Yu E *Phys. Usp.* **52** 286 (2009)
15. Лозовик Ю Е, Нишанов В И *ФТТ* **18** 3267 (1976); Lozovik Yu E, Nishanov V I *Sov. Phys. Solid State* **18** 1905 (1976)
16. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **25** 18 (1977); Lozovik Yu E, Yudson V I *JETP Lett.* **25** 14 (1977)
17. Lozovik Yu E, Yudson V I *Solid State Commun.* **22** 117 (1977)
18. Ключник А В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **76** 670 (1979); Klyuchnik A V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **49** 335 (1979)
19. Lozovik Yu E, Klyuchnik A V *J. Low Temp. Phys.* **38** 761 (1980)
20. Shevchenko S I *Phys. Rev. Lett.* **72** 3242 (1994); Fil D V, Shevchenko S I *Low Temp. Phys.* **44** 867 (2018)
21. Lozovik Yu E, Poushnov A V *Phys. Lett. A* **228** 399 (1997)
22. Лозовик Ю Е, Никитков М В *ЖЭТФ* **111** 1107 (1997); Lozovik Yu E, Nikitkov M V *JETP* **84** 612 (1997)
23. Лозовик Ю Е, Никитков М В *ЖЭТФ* **116** 1440 (1999); Lozovik Yu E, Nikitkov M V *JETP* **89** 775 (1999)
24. Berman O L, Kezerashvili R Ya, Lozovik Yu E *Phys. Rev. B* **82** 125307 (2010)
25. Lozovik Yu E, Ruvinsky A M *Phys. Lett. A* **227** 271 (1997)
26. Лозовик Ю Е, Рувинский А М *ЖЭТФ* **112** 1791 (1997); Lozovik Yu E, Ruvinsky A M *JETP* **85** 979 (1997)

27. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **80** 1488 (1981); Lerner I V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **53** 763 (1981)
28. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **82** 1188 (1982); Lerner I V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **55** 691 (1982)
29. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **78** 1167 (1980); Lerner I V, Lozovik Yu E *Sov. Phys. JETP* **51** 588 (1980)
30. Дзюбенко А Б, Лозовик Ю Е *ФТТ* **25** 1519 (1983); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *Sov. Phys. Solid State* **25** 874 (1983)
31. Дзюбенко А Б, Лозовик Ю Е *ФТТ* **26** 1540 (1984); Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *Sov. Phys. Solid State* **26** 938 (1984)
32. Dzyubenko A B, Lozovik Yu E *J. Phys. A* **24** 415 (1991)
33. Paquet D, Rice T M, Ueda K *Phys. Rev. B* **32** 5208 (1985)
34. Lozovik Yu E, Berman O L, Tsvetov V G *Phys. Rev. B* **59** 5627 (1999)
35. Лозовик Ю Е, Овчинников И В *Письма в ЖЭТФ* **79** 86 (2004); Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *JETP Lett.* **79** 76 (2004)
36. Berman O L, Lozovik Yu E, Snoke D W, Coalson R D *J. Phys. Condens. Matter* **19** 386219 (2007)
37. Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *Phys. Rev. B* **66** 075124 (2002)
38. Лозовик Ю Е, Овчинников И В *Письма в ЖЭТФ* **73** 593 (2001); Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *JETP Lett.* **73** 524 (2001)
39. Лозовик Ю Е, Овчинников И В *Письма в ЖЭТФ* **75** 603 (2002); Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *JETP Lett.* **75** 507 (2002)
40. Lozovik Yu E, Kurbakov I L, Ovchinnikov I V *Solid State Commun.* **126** 269 (2003)
41. Лозовик Ю Е, Овчинников И В, Шарапов И В *ЖЭТФ* **125** 659 (2004); Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V, Sharapov I V *JETP* **98** 582 (2004)
42. Лозовик Ю Е, Пушнов А В *ЖЭТФ* **115** 1353 (1999); Lozovik Yu E, Pushnov A V *JETP* **88** 747 (1999)
43. Лозовик Ю Е, Берман О Л *Письма в ЖЭТФ* **64** 526 (1996); Lozovik Yu E, Berman O L *JETP Lett.* **64** 573 (1996)
44. Лозовик Ю Е, Берман О Л *ЖЭТФ* **111** 1879 (1997); Lozovik Yu E, Berman O L *JETP* **84** 1027 (1997)
45. Лозовик Ю Е, Берман О Л *ФТТ* **40** 1350 (1998); Lozovik Yu E, Berman O L *Phys. Solid State* **40** 1228 (1998)
46. Lozovik Yu E, Berman O L *Phys. Scr.* **58** 86 (1998)
47. Горбунов А В, Тимофеев В Б *УФН* **176** 651 (2006); Gorbulov A V, Timofeev V B *Phys. Usp.* **49** 629 (2006)
48. Timofeev V B, Gorbulov A V *J. Appl. Phys.* **101** 081708 (2007)
49. Moskalenko S A, Snoke D W *Bose-Einstein Condensation of Excitons and Biexcitons and Coherent Nonlinear Optics with Excitons* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)
50. Snoke D W *Adv. Condens. Matter Phys.* **2011** 938609 (2011)
51. Zhu X et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1633 (1995)
52. Conti S, Vignale G, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **57** R6846 (1998)
53. Bauer G E *W. Phys. Scr.* **1992** 154 (1992)
54. Snoke D *Science* **298** 1368 (2002)
55. Butov L V *J. Phys. Condens. Matter* **16** R1577 (2004)
56. High A A et al. *Nature* **483** 584 (2012)
57. High A A et al. *Nano Lett.* **12** 2605 (2012)
58. Cohen K et al. *Nano Lett.* **16** 3726 (2016)
59. Combescot M, Combescot R, Dubin F *Rep. Prog. Phys.* **80** 066501 (2017)
60. Combescot M et al. *Europhys. Lett.* **105** 47011 (2014)
61. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964); Keldysh L V, Kopaev Yu V *Sov. Phys. Solid State* **6** 2219 (1965)
62. Eisenstein J P, MacDonald A H *Nature* **432** 691 (2004)
63. Fogler M M, Butov L V, Novoselov K S *Nature Commun.* **5** 4555 (2014)
64. Дурнев М В, Глазов М М *УФН* **188** 913 (2018); Durnev M V, Glazov M M *Phys. Usp.* **61** (9) (2018) <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.07.038172>
65. Лозовик Ю Е, Соколик А А *Письма в ЖЭТФ* **87** 61 (2008); Lozovik Yu E, Sokolik A A *JETP Lett.* **87** 55 (2008)
66. Лозовик Ю Е, Меркулова С П, Соколик А А *УФН* **178** 757 (2008); Lozovik Yu E, Merkulova S P, Sokolik A A *Phys. Usp.* **51** 727 (2008)
67. Bistritzer R, MacDonald A H *Phys. Rev. Lett.* **101** 256406 (2008)
68. Min H et al. *Phys. Rev. B* **78** 121401(R) (2008)
69. Kharitonov M Yu, Efetov K B *Phys. Rev. B* **78** 241401(R) (2008)
70. Perali A, Neilson D, Hamilton A R *Phys. Rev. Lett.* **110** 146803 (2013)
71. Neilson D, Perali A, Hamilton A R *Phys. Rev. B* **89** 060502(R) (2014)
72. Baranov M A *Phys. Rep.* **464** 71 (2008)
73. Lahaye T et al. *Rep. Prog. Phys.* **72** 126401 (2009)
74. Baranov M A et al. *Chem. Rev.* **112** 5012 (2012)
75. Leggett A J *Rev. Mod. Phys.* **47** 331 (1975)
76. Volovik G E *Sov. Sci. Rev. A* **23** (1979)
77. Mineev V P *Nature Phys.* **8** 253 (2012)
78. You J-S et al. *Phys. Rev. A* **86** 043612 (2012)
79. Iskin M, Sá de Melo C A R *Phys. Rev. Lett.* **103** 165301 (2009)
80. Astrakharchik G E, Boronat J, Kurbakov I L, Lozovik Yu E *Phys. Rev. Lett.* **98** 060405 (2007)
81. Lozovik Yu E et al. *Solid State Commun.* **144** 399 (2007)
82. Лозовик Ю Е *УФН* **179** 309 (2009); Lozovik Yu E *Phys. Usp.* **52** 286 (2009)
83. Filinov A, Ludwig P, Bonitz M, Lozovik Yu E *J. Phys. A* **42** 214016 (2009)
84. Ludwig P et al. *Contrib. Plasma Phys.* **47** 335 (2007)
85. Сурип Р А *ЖЭТФ* **149** 695 (2016); Suris R A *JETP* **122** 602 (2016)
86. Kurbakov I L, Lozovik Yu E, Astrakharchik G E, Boronat J *Phys. Rev. B* **82** 014508 (2010)
87. Лозовик Ю Е, Волков С Ю, Вилландер М *Письма в ЖЭТФ* **79** 585 (2004); Lozovik Yu E, Volkov S Y, Willander M *JETP Lett.* **79** 473 (2004)
88. Golomedov A E, Astrakharchik G E, Lozovik Yu E *Phys. Rev. A* **84** 033615 (2011)
89. Lozovik Yu E, Mandelshtam V A *Phys. Lett. A* **138** 204 (1989)
90. Santos L et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1791 (2000)
91. Lozovik Yu E et al., to be publ.

New effects in and the control of the exciton system in quasi-two-dimensional structures

Yu.E. Lozovik

*Institute for Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, ul. Fizicheskaya 5, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation; National Research University "Higher School of Economics", Tikhonov Moscow Institute of Electronics and Mathematics, ul. Tallinskaya 34, 123458 Moscow, Russian Federation
E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru*

New effects in a system of quantum dipoles are discussed, such as anisotropic superfluidity in external fields, strong correlations, crystallization and the supersolid phase. Roton instability effects typical of strongly correlated Bose systems but also manifesting themselves in a weakly interacting system of titled dipoles are analyzed. Among the interesting physical realizations of the systems under consideration are dipole excitons in single or coupled quantum wells under a strong transverse electric field and in van der Waals heterostructures of new 2D materials such as transition metal dichalcogenides (TMDC). The use at ultralow temperatures of polar molecules or atoms with permanent or external-field-induced dipoles are also interesting realizations, as are Rydberg atoms in an external electric field.

Keywords: dipolar excitons, Bose condensate, superfluidity, quantum wells, 2D materials, strong correlation effects, crystal phase, roton instability, supersolid

PACS numbers: 03.75.Nt, **67.80.-s**, 73.21.Fg, **71.35.-y**, **71.45.-d**

Bibliography — 91 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (11) 1203–1208 (2018)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.12.038355>

Received 24 March 2018
Physics – Uspekhi **61** (11) (2018)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.12.038355>