

О расслоении монослоя заряженных микрочастиц в параболическом удерживающем потенциале

Б. А. Клумов¹⁾

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 октября 2023 г.

После переработки 25 октября 2023 г.

Принята к публикации 26 октября 2023 г.

Рассматривается эволюция первоначально плоского монослоя заряженных микрочастиц комплексной плазмы (плазменного кристалла), находящихся в удерживающих горизонтальном (в плоскости монослоя) и вертикальном параболических конфайнментах. На примере системы Юкавы, методом молекулярной динамики исследовано расслоение (buckling instability) такой системы на несколько слоев при ослаблении вертикального конфайнмента и изучены структурные изменения в таком плазменном кристалле. В частности, показано, что неоднородность плазменного кристалла в радиальном направлении приводит к качественно иному характеру расслоения по сравнению с однородными системами – расслоение начинается в центре кристалла, где среднее межчастичное расстояние минимально и распространяется в виде волны, движущейся к периферии системы при ослаблении вертикального конфайнмента. Это объясняет особенности поведения плазменных кристаллов в недавних экспериментах с комплексной плазмой.

DOI: 10.31857/S1234567823230040, EDN: mszyyh

Начиная с момента открытия плазменного кристалла [1–4], не ослабевает интерес к различным свойствам плазмы, содержащей микрочастицы [5–7]. Такую плазму называют комплексной (или пылевой) плазмой (КП) [8]. Интерес к ней обусловлен, с одной стороны, ее широкой распространенностью в природе: газопылевые скопления в галактиках, кольца планет гигантов, атмосферы комет, серебристые облака – вот неполный перечень объектов, которые в той или иной степени являются комплексной плазмой. В указанных выше системах пылевую компоненту можно рассматривать как газ слабо взаимодействующих заряженных микрочастиц с параметром неидеальности $\Gamma \ll 1$, где $\Gamma = e^2 Z_d^2 / (D T_d)$ – отношение потенциальной энергии взаимодействия между соседними микрочастицами к их температуре T_d , Z_d/e – заряд микрочастицы (выраженный в элементарных зарядах), D – среднее межчастичное расстояние в системе, а e – заряд электрона.

В лабораторных условиях пылевую плазму обычно получают при добавлении микрочастиц в газоразрядную плазму инертных газов пониженного давления [5, 6]. Рекомбинация электронов и ионов на поверхности микрочастиц приводит к их быстрой зарядке; характерный заряд пылинки микронных размеров в такой плазме $e Z_d \sim 10^3 e$. Такой высокий за-

ряд микрочастицы часто приводит к сильной неидеальности пылевой компоненты ($s \Gamma \gg 1$) и образованию плазменных кристаллов – сильно упорядоченных пылевых структур. Важная особенность газоразрядной плазмы – наличие удерживающего потенциала (конфайнмента) для отрицательно заряженных частиц. К образованию конфайнмента приводит быстрая (по сравнению с ионами) диффузия электронов на стенки разрядной камеры, центральная область разряда при этом заряжается положительно и является, таким образом, потенциальной ямой для пылевой компоненты КП. Профиль удерживающего потенциала в горизонтальной плоскости вблизи электрода $\phi_r(r)$ измерялся, например, в [7], где было показано, что с хорошей точностью его можно считать параболическим: $\phi_r \propto (r - r_c)^2$, где r_c – центр разрядной области, а r – расстояние от центра.

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением квазидвумерных (q2D) плазменных структур, которые в вертикальном направлении z (перпендикулярно плоскости кристалла) также находятся в конфайнменте $\phi_z(z)$, близком к параболическому ($\phi_z(z) \propto (z - z_c)^2$, где z_c – высота, на которой находится монослой, а z – координата микрочастицы); такой конфайнмент определяется, главным образом, балансом сил гравитации и электрического поля в области монослоя, и его характеристики довольно просто оцениваются в эксперименте по спектру верти-

¹⁾e-mail: klumov@ihed.ras.ru

кальных колебаний микрочастиц [8]. Целью настоящей работы является изучение структурных переходов в первоначально плоском монослое микрочастиц, которые наблюдаются при ослаблении вертикального конфайнмента $\phi_z(z)$. Такие переходы наблюдались недавно в экспериментах с комплексной плазмой [9, 10], в которых, в частности, были впервые обнаружены участки плазменного кристалла с квадратной решеткой. Добавим, что тонкие пленки вещества (состоящие из небольшого числа слоев атомов) являются интересным состоянием материи, и изучение структуры таких систем важно, поскольку они являются промежуточными между двумерными (2D) и трехмерными (3D) системами, поскольку в определенной степени наследуют свойства как 2D, так и 3D вещества.

Для описания поведения микрочастиц в удерживаемых в разряде двумя (горизонтальным и вертикальным) параболическими конфайнментами используется стандартный метод классической молекулярной динамики (MD) (см., например, [11]). Используются параметры моделирования, которые характерны для экспериментов с КП [8]. Парное взаимодействие пылевых частиц описывается с хорошей точностью [7] экранированным кулоновским потенциалом (потенциалом Юкавы): $U(r) = (Z_d/r) \exp(-r/\lambda)$, где r – расстояние между частицами, а λ – характерная длина экранирования. Для простоты считается, что все N микрочастиц имеют фиксированный размер $2a \approx 2$ мкм (массу m) и заряд $eZ_d \sim 10^3 e$. Параметр экранировки $\kappa = d/\lambda$, где d – среднее межчастичное расстояние в системе выбирается близким к экспериментальным для q2D КП: $\kappa \sim 1$ ($d \sim 10^2$ мкм). Отметим, что в лабораторной q2D комплексной плазме практически отсутствует обратное влияние пылевых структур на свойства плазмы, и можно считать как заряд микрочастиц Z_d , так и характерную длину экранирования λ постоянными величинами [8, 12–16].

Уравнения движения индивидуальной микрочастицы имеют вид:

$$m\ddot{\mathbf{x}}_i = -Z_d \nabla \Phi - Z_d \sum \nabla U - m\gamma \dot{\mathbf{x}}_i + \mathbf{L}_i. \quad (1)$$

Слагаемые в правой части (1), помимо электростатического взаимодействия частиц, описывают их торможение в окружающем газе (определяемое параметром γ) и случайную силу \mathbf{L}_i Ланжевена, определяемую из: $\langle \mathbf{L}_i(t) \mathbf{L}_j(t + \tau) \rangle = 2\gamma m k_B T_g \delta_{ij} \delta(\tau)$, где T_g – температура газа (выбиралась близкой к экспериментальным значениям, $T_g \simeq 300$ K), при условии нулевого среднего значения случайной силы ($\langle \mathbf{L}_i(t) \rangle = 0$), а также взаимодействие микрочастиц с

потенциалом $\Phi = \phi_r + \phi_z$ конфайнмента (например, [15, 16]), где $\phi_r = \Omega_r^2 (r - r_c)^2$, $\phi_z = \Omega_z^2 (z - z_c)^2$, а Ω_r , Ω_z – параметры, характеризующие горизонтальный и вертикальный конфайнменты, причем $\Omega_z \gg \Omega_r$. Первоначально, исследуемая система представляет плоский монослой, состоящий из нескольких тысяч микрочастиц в форме диска, как и квазидвумерные плазменные кристаллы, наблюдаемые в лабораторных экспериментах с КП (например, [16–18]). Характерный пример такого кристалла представлен на рис. 1 [18]. На нем хорошо видна радиальная неоднородность

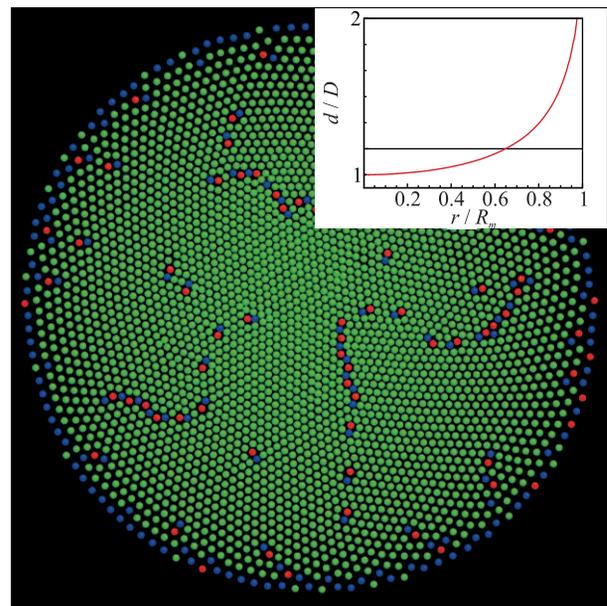


Рис. 1. (Цветной онлайн) Характерный пример квазидвумерного плазменного кристалла, наблюдаемого в экспериментах с комплексной (пылевой) плазмой [18]. Дискосподобная форма плазменного кристалла определяется аксиальной симметрией удерживающего потенциала (конфайнмента), который близок к параболическому ($\phi_r \propto r^2$). Такой вид конфайнмента приводит к радиальной неоднородности кристалла (среднее локальное межчастичное расстояние $d(r)$ увеличивается к периферии), что иллюстрирует вставка, на которой показано, как меняется безразмерная величина d/D в зависимости от безразмерного радиуса r/R_m , где $D = (\pi R_m^2/N)^{1/2}$ – среднее межчастичное расстояние в системе, а R_m – радиус диска [15]. Цвет частиц определяется числом n_{nb} ближайших соседей: у зеленых, синих и красных $n_{nb} = 6$ (гексагональная симметрия), 5 и 7 (дефекты), соответственно. Число частиц в системе $N \simeq 10^3$

родность кристалла – среднее межчастичное расстояние в системе монотонно растет к периферии, что показывает и вставка к рис. 1 (на которой представлено приведенное среднее межчастичное расстояние в зависимости от приведенного радиуса) и простран-

ственное расположение частиц. Такое распределение радиальной плотности микрочастиц характерно для степенных удерживающих потенциалов [14] с аксиальной симметрией; можно показать, что указанная неоднородность максимальна для параболического конфайнмента и исчезает в пределе конфайнмента-жесткой стенки, когда система становится практически однородной. Частицы на рис. 1 окрашены согласно числу n_{nb} ближайших соседей у каждой микрочастицы: $n_{nb} = 5, 6, 7$ для синих, зеленых и красных частиц, соответственно. Хорошо видна гексагональная симметрия данного плазменного кристалла, который содержит незначительное количество дислокаций (пар с 5-ю и 7-ю соседями) и кластеров из таких пар (например, [19–21]). Здесь и на рисунках 2, 3 размер частиц (обычно в экспериментах с КП $a/d \simeq 10^{-2}$) сильно увеличен в иллюстративных целях. Ослабление вертикального конфайнмента ϕ_z приводит при его определенных значениях к расслоению (так называемому buckling instability) подобного кристалла на два и более слоев и каскаду структурных изменений в каждом слое.

Сначала рассмотрим такое расслоение для однородных систем Юкавы. Результаты моделирования расслоения такой системы Юкавы при ослаблении ϕ_z представлены на рис. 2, на котором показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P , характеризующего силу конфайнмента $P \equiv \Omega_z^{-2}$. При малых значениях P (больших Ω_z) система микрочастиц является монослоем с гексагональной решеткой, фрагмент которой показан на вставке (а) рис. 2. При увеличении параметра P при превышении определенного порога, система спонтанно (в узком диапазоне значений P) расщепляется на два слоя со сдвинутой друг относительно друга квадратной решеткой (фрагмент такой двухслойной системы показан на вставке (b) рис. 2), т.е. реализуется так называемый структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$ (например, [22, 23]). Цвет микрочастиц на вставках (a)–(d) рис. 2 определяется величиной z и меняется от синего к красному при ее увеличении (т.е. красные частицы – принадлежат верхнему слою, а синие – нижнему). Дальнейшее увеличение параметра P приводит к росту расстояния между слоями частиц и к структурному переходу $2\Box \rightarrow 2\Delta$, при котором квадратные решетки каждого слоя трансформируются в гексагональные и сдвигаются друг относительно друга. Фрагмент уже такой двухслойной системы показан на вставке (c) рис. 2. Последующее увеличение P (и расстояния между двумя слоями, соответственно) приводит к образованию третьего слоя [24–26], при этом реализуется структур-

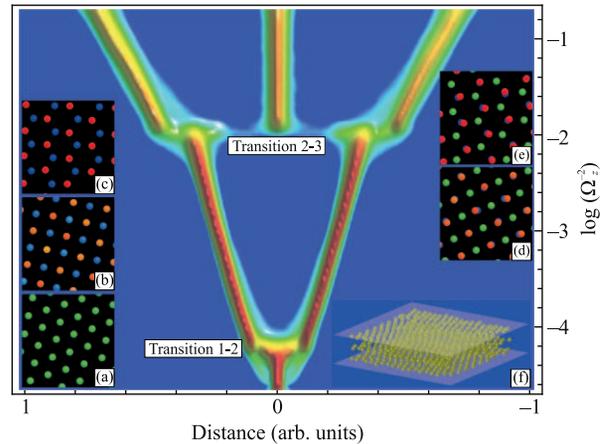


Рис. 2. (Цветной онлайн) Расслоение однородного монослоя микрочастиц, взаимодействующих посредством потенциала Юкавы при ослаблении вертикального параболического конфайнмента ($\phi(z) \propto \Omega_z^2$). Показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P , характеризующего силу конфайнмента $P \equiv \Omega_z^{-2}$. При малых значениях P (больших Ω_z) система является монослоем с гексагональной решеткой (фрагмент которой показан на вставке (а)). При увеличении параметра P система спонтанно расщепляется на два слоя со сдвинутой друг относительно друга квадратной решеткой (фрагмент двухслойной системы показан на вставке (b)): реализуется структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$. Цвет микрочастиц определяется величиной z ; красные частицы расположены выше, а синие – ниже. Дальнейшее увеличение параметра P приводит к росту расстояния между слоями частиц и к структурному переходу $2\Box \rightarrow 2\Delta$, т.е. квадратная решетка трансформируется в гексагональную для каждого слоя, и они сдвинуты друг относительно друга (фрагмент такой двухслойной системы показан на вставке (c)). Последующее увеличение P (и расстояния между двумя слоями, соответственно) приводит к образованию третьего слоя (реализуется структурный переход $2\Delta \rightarrow 3\Box$) с fcc типом симметрии (фрагмент кристалла показан на вставке (d)); при дальнейшем увеличении P fcc решетка трансформируется в решетку hcp с гексагональной симметрией всех трех слоев (показана на вставке (e)). Вставка (f) иллюстрирует пространственное расположение частиц в системе с периодическими граничными условиями. Число частиц в системе $N = 6000$

ный переход $2\Delta \rightarrow 3\Box$), в котором все три слоя имеют квадратную решетку, а у частиц центрального слоя тип симметрии fcc (ГЦК (гранецентрированная кубическая)). Фрагмент этого кристалла показан на вставке (d) рис. 2). При дальнейшем ослаблении конфайнмента наблюдается трансформация решетки fcc в решетку hcp (ГПУ (гексагональная плотная упаковка)) с гексагональной симметрией всех

трех слоев (которые показаны на вставке (е) рис. 2), т.е. реализуется переход $3\Box \rightarrow 3\Delta$ (fcc). Таким образом, рассмотренный каскад переходов в однородной системе Юкавы можно иллюстрировать как: $1\Delta \rightarrow 2\Box \rightarrow 2\Delta \rightarrow 3\Box \rightarrow 3\Delta \dots$. Отметим, что подобные каскады структурных переходов наблюдались в экспериментах с кристаллизованными слоями ионов [23, 27], а также в низкоразмерных коллоидных системах [28].

В случае же, если система микрочастиц Юкавы находится дополнительно в горизонтальном конфайнменте, то ее расслоение при ослаблении вертикального конфайнмента обладает своей спецификой, которая, главным образом, определяется радиальной неоднородностью системы. Результаты моделирования такой системы представлены на рис. 3 и 4. Сначала создавался плоский монослой микрочастиц дискообразной формы с параметрами, близкими к экспериментальным, что достигалось варьированием параметров Ω_r и Ω_z , характеризующих жесткость конфайнмента, и достигалось равновесное состояние плазменного кристалла (наподобие представленного на рис. 1). Для типичных параметров эксперимента ($a \simeq 1$ мкм, $Z_d \sim 10^3$, $d \sim 100$ мкм, $\kappa \simeq 1$ и давления $p \simeq 10$ Па) такой монослой формируется при значениях $\Omega_z/\Omega_r \simeq 10^2$ и $\Omega_r \sim 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

На рисунке 3, как и на рис. 2, показана эволюция первоначально плоского монослоя при ослаблении вертикального конфайнмента (увеличении параметра $P = \Omega_z^{-2}$). Показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P . Первоначально плазменный кристалл представлял из себя плоский монослой дискообразной формы (показан на вставке (а) рис. 3) с гексагональной решеткой (фрагмент которой показан на вставке (b) рис. 3). При увеличении параметра P , начиная с определенной пороговой величины система микрочастиц начинает расслаиваться, но в отличие от однородной системы, расслоение начинается в центре кристалла, где плотность частиц максимальна (а среднее межчастичное расстояние – минимально) и, соответственно, взаимодействие между микрочастицами сильнее. Начало расслоения показано на вставке (с) рис. 3, а образующиеся два слоя имеют сдвинутую квадратную решетку (см. вставку (d) рис. 3), т.е. как и в случае однородной системы, реализуется структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$. Дальнейшее увеличение P приводит к образованию волны расслоения, которая движется от центра к периферии плазменного кристалла и которая (периферия) остается монослоем (см. вставку (е) рис. 3). При этом в центре системы наблюдается переход $2\Box \rightarrow 2\Delta$ (фрагмент этой области кристалла

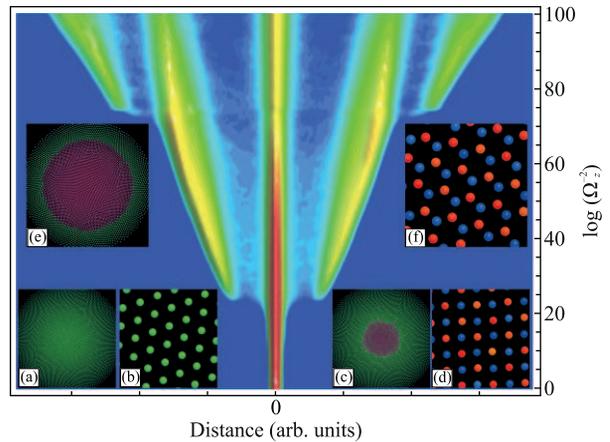


Рис. 3. (Цветной онлайн) Система Юкавы в горизонтальном и вертикальном параболических конфайнментах. Как и на рис. 2, показана эволюция первоначально плоского монослоя при ослаблении вертикального конфайнмента (увеличении параметра $P = \Omega_z^{-2}$). Показано распределение частиц по высоте z в зависимости от параметра P . Первоначально плазменный кристалл представлял из себя плоский монослой дискообразной формы (показан на вставке (а)) с гексагональной решеткой (фрагмент кристалла показан на вставке (b)). При увеличении параметра P , начиная с определенной пороговой величины, система микрочастиц начинает расслаиваться, но в отличие от однородной системы, расслоение начинается в центре кристалла, где плотность частиц максимальна (а среднее межчастичное расстояние – минимально) и, соответственно, взаимодействие между микрочастицами сильнее. Начало расслоения показано на вставке (с), а образующиеся два слоя имеют сдвинутую квадратную решетку (см. вставку (d)), т.е. как и в случае однородно системы реализуется структурный переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$. Дальнейшее увеличение P приводит к образованию волны расслоения, которая движется от центра к периферии кристалла и которая (периферия) остается монослоем (см. вставку (е)). При этом в центре системы наблюдается переход $2\Box \rightarrow 2\Delta$ (фрагмент этой области кристалла показан на вставке (f)), а на краях двухслойной области переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$, т.е. в области образования двух слоев микрочастиц одновременно могут существовать различные кристаллические решетки: треугольная (в центре) и квадратная (на периферии этой области). Оставшаяся часть кристалла сохраняет гексагональную структуру

показан на вставке (f) рис. 3), а на краях двухслойной области переход $1\Delta \rightarrow 2\Box$, т.е. в области образования двух слоев микрочастиц одновременно могут сосуществовать различные кристаллические решетки: треугольная (в центре) и квадратная (на периферии этой области). А оставшаяся часть кристалла сохраняет гексагональную структуру.

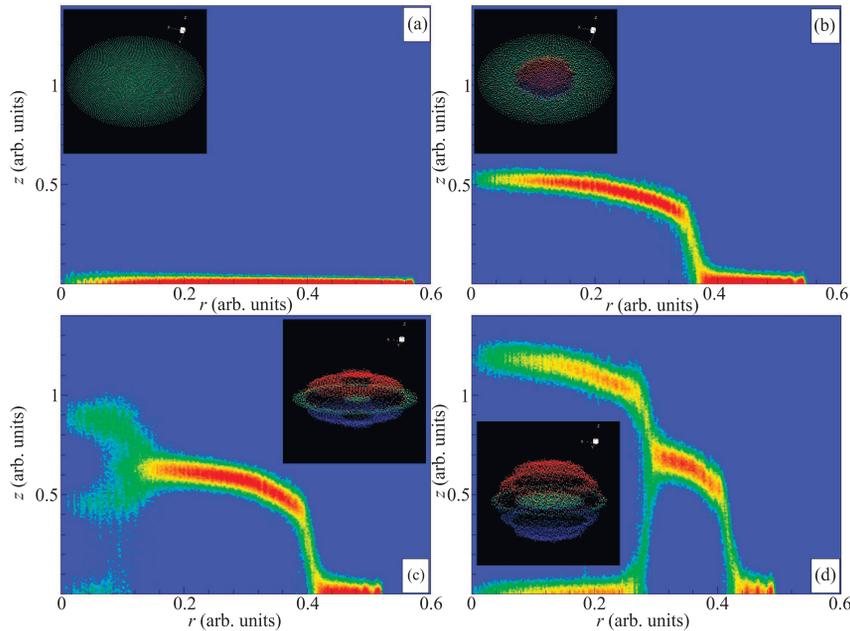


Рис. 4. (Цветной онлайн) Система Юкавы в горизонтальном и вертикальном параболических конфайнментах. Показано распределение микрочастиц на плоскости ($r-z$) на разных стадиях расслоения системы при ослаблении вертикального конфайнмента. Рисунок 4а отвечает начальному состоянию системы, когда плазменный кристалл является монослоем. На рисунке 4б показано начало расслоения системы и образование двух слоев в центральной области кристалла. Видно, что двухслойная область не является планарной, а имеет определенную кривизну, что и обеспечивает сосуществование двух различных типов решетки в каждом слое: треугольной – в центре и квадратной – на периферии этой области. Рисунок 4с демонстрирует начальную фазу появления третьего слоя, а на рисунке 4д – сложное распределение с тремя слоями микрочастиц в центре системы, которые с увеличением r трансформируются в два слоя с сохранением монослоя с гексагональной структурой на периферии плазменного кристалла. Вставки показывают пространственное расположение микрочастиц для каждого случая, причем цвет частиц определяется их координатой z и меняется от синего к красному при ее увеличении

На рисунке 4 показано распределение микрочастиц на плоскости ($r-z$) на разных стадиях расслоения системы при ослаблении вертикального конфайнмента. Рисунок 4а отвечает начальному состоянию системы, когда плазменный кристалл является монослоем, на рис. 4б показано начало расслоения системы и образование двух слоев в центральной области кристалла. Видно, что двухслойная область не является планарной, а имеет определенную кривизну, что и обеспечивает сосуществование двух различных типов решетки в каждом слое при дальнейшем ослаблении конфайнмента: треугольной в центре и квадратной на периферии двухслойной области. При этом на начальной стадии расслоения центральная область кристалла представляет из себя сдвинутые квадратные решетки в каждом из двух слоев. Рисунок 4с демонстрирует начальную фазу появления третьего слоя, а на рис. 4д сложное распределение с тремя слоями микрочастиц в центре системы, которые с увеличением r трансформируются в два слоя с сохранением монослоя с гексагональной структурой на

периферии плазменного кристалла. Пространственное расположение микрочастиц для каждого случая представлено на вставке к каждой панели. Таким образом, расслоение такой системы гораздо сложнее, чем в случае однородной системы Юкавы.

Отметим, что в экспериментах с низкоразмерной комплексной плазмой в радиочастотной плазме пониженного давления определенную роль может играть анизотропия взаимодействия между микрочастицами, к которой приводит образование так называемого ионного фокуса (например, [29–31]) за микрочастицами в приэлектродной области разряда, что приводит к их невзаимному и направленному взаимодействию между ними с формированием цепочечных структур [8]. В этом случае влияние такого взаимодействия приводит к образованию кристаллических слоев с треугольной решеткой, находящихся друг под другом. Такие структуры недавно наблюдались в эксперименте [32] и требуют отдельного рассмотрения, которое планируется нами в ближайшем будущем.

В заключение отметим, что в настоящей работе, на примере системы Юкавы впервые рассмотрено расслоение первоначально плоского плазменного кристалла, находящегося в двух удерживающих параболических конфайнментах – в плоскости кристалла (горизонтальном) и в конфайнменте ϕ_z , ограничивающим систему микрочастиц в вертикальном направлении. Показано, что расслоение в таких условиях протекает гораздо сложнее по сравнению с расслоением однородной системы. При ослаблении ϕ_z такое расслоение начинается в центре системы, где межчастичное взаимодействие сильнее в силу радиальной неоднородности системы, и последовательно наблюдается каскад структурных переходов $1\Delta \rightarrow 2\Box$, $2\Box \rightarrow 2\Delta$, $2\Delta \rightarrow 3\Box$ (fcc), $3\Box \rightarrow 3\Delta$ (hcp) и т.д., что прекрасно согласуется с недавними экспериментами в комплексной плазме, демонстрирующими образование квадратной решетки в центральной области плазменного кристалла, что легко объясняется начальной стадией расслоения этой системы. Дополнительно наличие кривизны у таких двухслойных систем на определенной стадии приводит к сосуществованию двух видов кристаллической решетки в каждом слое: гексагональной в центре системы и квадратной на периферии, а ослабление вертикального конфайнмента инициирует волну расслоения, которая распространяется из центральной области кристалла и сопровождается структурными изменениями в появляющихся слоях.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание # 075-01129-23-00).

1. H. Thomas, G.E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
2. J. H. Chu and Lin I, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
3. Y. Hayashi and K. Tachibana, *Japanese J. Appl. Phys.: Part 2 -Letters* **33**, L904 (1994).
4. A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, *Phys. Lett. A* **191**, 301 (1994).
5. A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov et al. (collaboration), *New J. Phys.* **5**, 33 (2003).
6. G. E. Morfill, S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, B. A. Klumov, M. Rubin-Zuzic, and H. M. Thomas, *Phys. Scripta T* **107**, 59 (2004).
7. U. Konopka, G. Morfill, and L. Ratke, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 891 (2000).
8. V. E. Fortov and G. E. Morfill, *Complex and Dusty plasmas: From Laboratory to Space*, CRC Press, N.Y. (2010).
9. S. Singh, P. Bandyopadhyay, K. Kumar, and A. Sen, *Phys. Rev. Lett.* **129**, 115003 (2022).
10. R. A. Syrovatkaa, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, and B. A. Klumov, *JETP Lett.* **116**, 869 (2022).
11. S. Plimpton, *J. Comput. Phys.* **117**(1), 1 (1995).
12. H. Totsuji, C. Totsuji, and K. Tsuruta, *Phys. Rev. E* **64**, 066402 (2001).
13. C. Totsuji, M. S. Liman, K. Tsuruta, and H. Totsuji, *Phys. Rev. E* **68**, 017401 (2003).
14. C. Durniak, D. Samsonov, N. P. Oxtoby, J. F. Ralph, and S. Zhdanov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**(9), 2412 (2010).
15. B. A. Klumov, *JETP Lett.* **110**, 715 (2019).
16. C. A. Knapek, A. V. Ivlev, B. A. Klumov, G. E. Morfill, and D. Samsonov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 015001 (2007).
17. O. S. Vaulina, E. V. Vasilieva, and R. A. Timirkhanov, *Plasma Phys. Rep.* **37**(12), 1035 (2011).
18. I. V. Voronov, V. S. Nikolaev, A. V. Timofeev, R. A. Syrovatka, A. M. Lipaev, D. A. Zamorin, and B. A. Klumov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56**, 485203 (2023).
19. B. A. Klumov, *Phys.-Uspekhi* **53**, 1045 (2010).
20. B. A. Klumov, *JETP Lett.* **116**(10), 703 (2022).
21. B. A. Klumov, *Phys.-Uspekhi* **66**, 288 (2023).
22. P. Pieranski, L. Strzelecki, and B. Pansu, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 900 (1983).
23. T. B. Mitchell, J. J. Bollinger, D. H. E. Dubin, X. P. Huang, W. M. Itano, and R. H. Baughman, *Science* **282**, 1290 (1998).
24. B. A. Klumov and G. E. Morfill, *JETP Lett.* **87**(8), 409 (2008).
25. B. A. Klumov and G. E. Morfill, *JETP* **107**, 908 (2008).
26. E. C. Oguz, R. Messina, and H. Lowen, *EPL* **86**, 28002 (2009).
27. D. H. E. Dubin and T. M. O'Neil, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 87 (1999).
28. D. H. Van Winkle and C. A. Murray, *Phys. Rev. A* **34**, 1 (1986).
29. M. Nambu, S. V. Vladimirov, and P. K. Shukla, *Phys. Lett. A* **203**, 40 (1995).
30. M. Lampe, G. Joyce, G. Ganguli, and V. Gavrishchaka, *Phys. Plasmas* **7**, 3851 (2000).
31. I. I. Lisina and O. S. Vaulina, *EPL* **103**(5), 55002 (2013).
32. A. V. Zobnin, A. M. Lipaev, V. N. Naumkin, R. A. Syrovatka, A. D. Usachev, A. G. Khrapak, and S. A. Khrapak, *Phys. Plasmas* (2023), submitted.