

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Экспериментальные исследования двумерных кристаллических структур в комплексной плазме: волны и неустойчивости

Л. Кёдель, В. Носенко, С. Жданов, А.В. Ивлев, И. Лаут,
Е.В. Яковлев, Н.П. Крючков, П.В. Овчаров, А.М. Липаев, С.О. Юрченко

Представлен обзор экспериментальных исследований волн, дисперсионных соотношений и неустойчивости связанных мод в двумерных (монослойных) плазменных кристаллах. Улучшен метод визуализации, позволяющий одновременно исследовать три волновые моды (горизонтальные продольные и поперечные волны в плоскости монослоя, а также поперечные вертикальные колебания частиц монослоя). Этот метод используется для наблюдения формирования гибридных мод, приводящих к неустойчивости связанных мод из-за взаимодействий, опосредованных плазменными следами. Анализируются основные этапы неустойчивости связанных мод. Обсуждается синхронизация движения микрочастиц на частоте гибридной моды на ранней стадии развития неустойчивости. Показано, что пространственная ориентация наблюдаемой картины синхронизации хорошо коррелирует с направлениями максимума инкремента неустойчивости бессдвиговой гибридной моды. На поздних стадиях развития неустойчивости образуется фронт неравновесного плавления. Распространение фронта плавления имеет сходство с распространением фронтов пламени в обычном химически активном веществе. Также экспериментально продемонстрировано, что внешнее механическое возбуждение двумерного плазменного кристалла может вызвать неустойчивость связанных мод и привести к полному плавлению двумерной кристаллической структуры в комплексной плазме.

Ключевые слова: комплексная (пылевая) плазма, двумерные кристаллы, коллективные возбуждения, связанные моды, неустойчивость, управляемые взаимодействия, невзаимные взаимодействия, мягкая материя

PACS numbers: 52.27.Lw, 63.22. – m, 64.70.dj

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.01.038520>

Содержание

1. Введение (1070).
2. Экспериментальная установка (1071).
3. Исследование горизонтальных и вертикальных волн (1072).
4. Гибридные моды в двумерных плазменных кристаллах (1074).
5. Ранняя стадия неустойчивости связанных мод: синхронизация движения частиц (1076).

6. Плавление, индуцированное связью мод (1077).
 7. Вынужденная внешним воздействием неустойчивость связанных мод (1080).
 8. Заключение (1082).
- Список литературы (1082).

1. Введение

Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные мелкодисперсные частицы конденсированного вещества [1–4]. Из-за адсорбции окружающих электронов и ионов микрочастицы приобретают значительные (отрицательные) заряды и могут образовывать сильно неидеальные системы, аналогичные обычной мягкой материи (комплексные флюиды). В экспериментах в условиях земной гравитации калиброванные микрочастицы, введенные в ёмкостный радиочастотный разряд, левитируют на одной высоте и образуют монослой в области высоковольтного приэлектродного слоя, где электрические силы компенсируют гравитацию. При определённых условиях монослой выстраивается в упорядоченную структуру: двумерный (2D) плазменный кристалл.

Двумерная комплексная плазма является особенно удобной системой для детальных экспериментальных исследований фундаментальных явлений в сильно неидеальных системах (жидкостях и кристаллах) на уровне

Л. Кёдель^(1,2,a), В. Носенко⁽³⁾, С. Жданов⁽³⁾, А.В. Ивлев⁽⁴⁾,
И. Лаут⁽³⁾, Е.В. Яковлев⁽⁵⁾, Н.П. Крючков⁽⁵⁾, П.В. Овчаров⁽⁵⁾,
А.М. Липаев⁽⁶⁾, С.О. Юрченко^(5,b)

⁽¹⁾ Physics and Engineering Physics Department, University of Saskatchewan, Saskatoon, S7N 5E2, Saskatchewan, Canada

⁽²⁾ CNRS, Aix Marseille Univ., PIIM, UMR 7345, 13397 Marseille 20, France

⁽³⁾ Institut für Materialphysik im Weltraum, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, D-82234 Weßling, Germany

⁽⁴⁾ Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, D-85741 Garching, Germany

⁽⁵⁾ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская 5/1, 105005 Москва, Российская Федерация

⁽⁶⁾ Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13/19, 127412 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(a) lenaic.couedel@usask.ca, ^(b) st.yurchenko@mail.ru

Статья поступила 30 октября 2018 г.,
после доработки 15 января 2019 г.

отдельных частиц. Существенным преимуществом является то, что можно получить полную информацию о состоянии всей системы частиц в кинетическом пространстве координат и скоростей (x, v). Это — важное преимущество для анализа спектров флуктуаций [5–8] и парных корреляций [9, 10] и исследования коллективных процессов, протекающих в сильно неидеальных средах, включая, к примеру, плавление и рекристаллизацию [11–14], диффузию и теплоперенос [15], солитоны и волны ударного сжатия [16].

В двумерных плазменных кристаллах, как и в любой (сильно неидеальной) 2D системе, могут быть устойчивыми две горизонтальные волновые моды с акустической дисперсией (моды продольного сжатия и поперечного сдвига в плоскости монослоя). Поскольку жёсткость вертикального пространственного ограничения (конфайнмента) конечна, существует также третья фундаментальная волновая мода, связанная с вертикальными колебаниями [16–21]. Теория предсказывает, что эта мода имеет отрицательную (или обратную) оптическую дисперсию [21].

Поскольку микрочастицы, составляющие двумерную кристаллическую структуру в комплексной плазме, левитируют в приэлектродном слое, они подвергаются действию сильного потока ионов, исходящего из толщи плазмы. Из-за наличия сильного потока ионов экранирующее облако вокруг каждой заряженной частицы становится сильно асимметричным. Этот поток удлинняет ионные облака, обычно называемые "плазменными следами" [22–24], которые играют роль (внешнего) "третьего тела" в межчастичном взаимодействии и, следовательно, делают его невзаимным [25, 26]. Невзаимность парного взаимодействия в комплексной плазме обеспечивает эффективный механизм преобразования энергии протекающих ионов в кинетическую энергию микрочастиц [3, 4, 25]. В частности, волновые моды плазменной кристаллической решётки (ПКР) [17, 21, 27] могут внести свой вклад в этот процесс. Кинетическая энергия микрочастиц может расти благодаря резонансным взаимодействиям частиц и ионных следов, при условии, что различные моды колебаний должным образом синхронизированы: горизонтальные и вертикальные моды кристалла связываются в гибридную бессдвиговую моду монослоя решётки, запуская неустойчивость связанных мод (НСМ, английский вариант: Mode-Coupling Instability, MCI) [19, 21, 28, 29], благодаря которой кристалл может расплавиться [30–32]. Возникновение локализованных "горячих" областей в фоновых спектрах решётки является типичным признаком гибридной моды [21, 29]. НСМ-индуцированное плавление может быть инициировано только в том случае, если: 1) моды пересекаются и 2) декремент затухания за счёт трения частиц при движении в нейтральном газе достаточно мал [29].

Связь мод, индуцированная ионными следами, также может иметь место в "жидкой" монослойной пылевой плазме [33]. Однако в этом случае пороговые значения жёсткости вертикального пространственного ограничения и плотности монослоя, которые являются важными особенностями НСМ в двумерных плазменных кристаллах, исчезают, и неустойчивость имеет более высокий инкремент роста. Следовательно, существуют условия, при которых как кристаллическое, так и жидкое состояние монослоя является устойчивым. Это означает отсутствие пересечения мод в кристаллическом состоянии и их

пересечение в жидкости, что приводит к инкременту неустойчивости НСМ, достаточно высокому в жидкости для предотвращения кристаллизации. Это объясняет, почему во многих экспериментах кристаллизация монослоя достигается только путём увеличения давления газа и/или мощности радиочастотного разряда (жёсткость вертикальной потенциальной ямы — растущая функция мощности разряда [34]) значительно выше порога плавления. В дополнение к этому, в принципе, возможно инициировать спорадическое плавление устойчивого кристалла в состоянии, не слишком далёком от порога кристаллической НСМ, создавая достаточно сильное механическое возмущение.

Настоящий обзор представляет основные экспериментальные результаты последнего десятилетия, посвящённые исследованиям волновых мод и неустойчивости связанных мод в двумерных кристаллических структурах в комплексной плазме. Экспериментальная установка описана в разделе 2. Раздел 3 посвящён изложению экспериментальной методики, позволяющей получить спектры фононов с вертикальной поляризацией в двумерных плазменных кристаллах. Улучшенный метод визуализации частиц разработан и использован для разрешения движения частиц в трёх измерениях и одновременного измерения волнового спектра горизонтальных и вертикальных колебаний в работе [27]. В разделе 4 мы обсуждаем экспериментальное наблюдение связи между вертикальной и продольной горизонтальной модой, которые могут образовать гибридные моды и запускать НСМ [30, 35]. В разделе 5 обсуждается кинематика пылевых частиц на ранней стадии НСМ в кристалле. В частности, формирование гибридной моды вызывает частичную синхронизацию колебаний частиц на гибридной частоте, как показано в работах [36, 37]. Движение гибридных частиц с фазовой и частотной синхронизацией обнаруживается как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. В разделе 6 представлены результаты тщательного анализа более поздней стадии НСМ и распространения фронтов неравновесного плавления. Оказалось, что эта стадия НСМ физически аналогична распространению фронта пламени в обычном химически активном веществе [32]. В разделе 7 приведён пример плавления кристалла за счёт НСМ, вызванной внешним вынуждающим воздействием. Наконец, раздел 8 обобщает основные результаты.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты были проведены в ёмкостном радиочастотном тлеющем разряде при частоте 13,56 МГц (модифицированная GEC-камера). Схематическое изображение установки представлено на рис. 1. Давление аргона p_{Ar} варьировалось в диапазоне от 0,4 до 1 Па, прямая радиочастотная (РЧ) мощность P_{RF} между 5 и 20 Вт. В разряде температура электронов была $T_e = 2,5$ эВ, а электронная плотность $n_e = 2 \times 10^9$ см⁻³ при $p_{Ar} = 0,66$ Па и $P_{RF} = 20$ Вт [38]. Сферические частицы диаметром $9,19 \pm 0,09$ мкм из меламин-формальдегида левитировали в слое над нижним электродом и формировали горизонтальный монослой диаметром до ~ 60 мм. Микрочастицы освещались горизонтальным лазерным ножом, который имел гауссов профиль в вертикальном направлении со среднеквадратичным отклонением $\sigma \simeq 75$ мкм (что соответствует полной

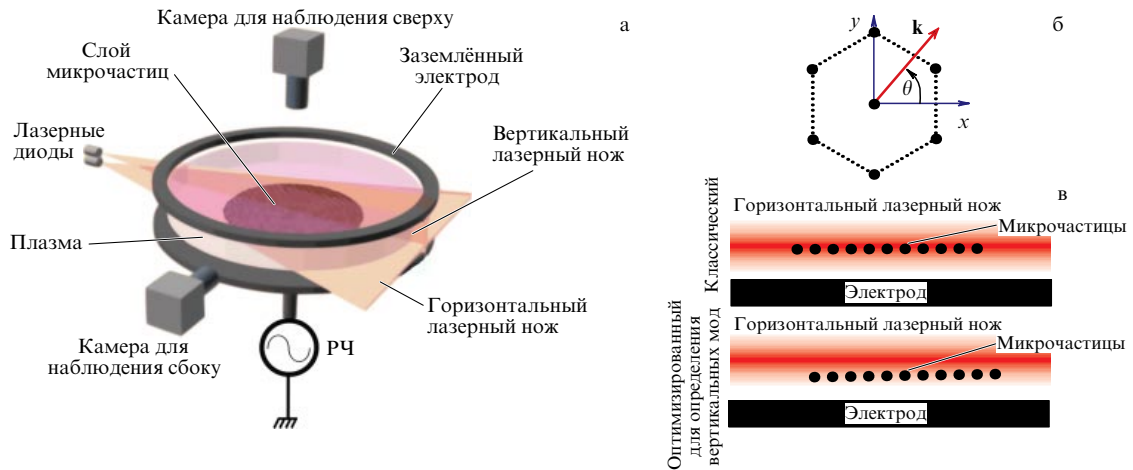


Рис. 1. (В цвете онлайн.) (а) Схема экспериментальной установки. (б) Элементарная ячейка гексагональной решётки и система отсчёта. Угол ориентации θ волнового вектора \mathbf{k} измеряется по отношению к оси x . (в) Положение лазерного ножа для отслеживания частиц в обычной (верхний рисунок) и оптимизированной для вертикального движения частиц (нижний рисунок) конфигурациях, что позволяет изучать спектры вертикальных флуктуаций (см. рис. 2).

ширине на половине максимума ~ 175 мкм). Толщина лазерного ножа была примерно одинакова на всей области кристалла. Частицы визуализировались через окно в верхней части камеры с помощью видеокамеры Photron FASTCAM 1024 PCI или Photron FASTCAM SA6 со скоростью 250 кадров в секунду. Горизонтальные координаты x и y каждой частицы, а также скорости v_x и v_y затем восстанавливались с субпиксельным разрешением в каждом кадре. Дополнительная камера бокового обзора (Basler Ace ACA640-100GM или Photron FASTCAM) использовалась для проверки того, что частицы действительно формируют монослой. Более подробную информацию об аналогичных экспериментальных исследованиях можно найти в публикациях [27, 29–31, 39, 40].

3. Исследование горизонтальных и вертикальных волн

Для исследования волновых свойств монослоя микро-частиц используются данные трекинга (последовательного отслеживания координат каждой отдельной частицы) для расчёта спектров флуктуаций скорости частиц. Сначала рассчитывается ток частиц $V_s(\mathbf{k}, t)$

$$V_s(\mathbf{k}, t) = \sum_{j=1}^N v_{s,j}(t) \exp[-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{s}_j(t)] \quad (1)$$

в направлении s в момент времени t , используя волновой вектор $\mathbf{k} = \{k_x, k_y\}$, расположенный в горизонтальной плоскости. Здесь i — мнимая единица, j — индекс частицы, $v_{s,j}(t)$ — s -проекция скорости j -й частицы, $\mathbf{s}_j = \{x_j, y_j, z_j\}$ — её позиция, N — количество микро-частиц. Отметим, что направления осей x, y выбраны, как показано на рис. 1б. Фиксация направления осей позволяет легко выбрать направление распространения волны относительно главной оси решётки. Затем выполняется быстрое преобразование Фурье по времени для получения спектров флуктуаций тока частиц.

Горизонтальные координаты x, y и соответствующие скорости v_x и v_y могут быть извлечены из видеок кадров с

использованием стандартных методов [41, 42]. Спектры флуктуаций в горизонтальной плоскости, таким образом, могут быть получены из эксперимента напрямую. Результирующие спектры флуктуаций будут показаны для двух основных ориентаций волнового вектора при $\theta = 0$ и 30° (см. далее на рис. 3). Спектры представляют распределение энергии волны в пространстве (f, \mathbf{k}) так, что "гребень" (в случае, если затухание фононов мало) этого распределения даёт волновое дисперсионное соотношение.

Однако для извлечения вертикальной позиции z и скорости v_z отдельных частиц необходимо использовать совершенно другую технику [27]. В отличие от случая относительно малых кулоновских кластеров, где эти значения могут быть непосредственно измерены с использованием вида сбоку, частицы, образующие большие монослои, не могут быть визуализированы по отдельности со стороны. Следовательно, отслеживание вертикального движения частиц может быть выполнено только с использованием вида сверху, а затем вертикальное смещение должно быть выделено из относительного изменения интенсивности рассеянного света.

Частицы обычно визуализируются путём регулировки положения лазерного ножа таким образом, чтобы пик гауссова профиля интенсивности практически совпадал с высотой левитации монослоя частиц (рис. 1в). Этот "традиционный" метод облегчает отслеживание горизонтальных колебаний, особенно при высокой частоте кадров съёмки. Однако это не подходит для получения z и v_z . Действительно, изменение интенсивности изображения частиц между последовательными кадрами даёт только величину вертикального смещения, в то время как направление смещения остаётся неопределённым. Фактически интенсивность изображения отдельной частицы в каждом кадре пропорциональна локальной интенсивности освещения:

$$I(z) \propto \exp\left[-\frac{(z - z_{\max})^2}{2\sigma^2}\right], \quad (2)$$

где z_{\max} — позиция максимума интенсивности. Когда средняя высота левитации z_{lev} близка к z_{\max} , величина

смещения частиц $|\delta z|$ может значительно превышать $|z_{\text{lev}} - z_{\text{max}}|$. Кроме того, положительное или отрицательное смещение может дать такое же изменение интенсивности изображения [16]. У "традиционного" метода есть ещё одна проблема, связанная с его чувствительностью. Поскольку $\delta z \gtrsim |z_{\text{lev}} - z_{\text{max}}|$, результирующие изменения интенсивности масштабируются как $\delta I/I \approx (1/2)(\delta z/\sigma)^2$. Предполагая, что вертикальное смещение связано с тепловыми колебаниями, можно оценить его величину: $|\delta z| \sim (T_d/m_d \Omega_v^2)^{1/2} \lesssim 10$ мкм, где T_d — кинетическая температура частиц, m_d — их масса, а $\Omega_v = 2\pi f_v$ является резонансной частотой в их вертикальном пространственном ограничении. Это значение намного меньше среднеквадратичного отклонения для распределения интенсивности лазерного ножа в вертикальном направлении $\sigma \approx 75$ мкм. Таким образом, относительные изменения интенсивности находятся на уровне $\delta I/I \sim 1\%$, что делает их едва различимыми.

В наших экспериментах был разработан альтернативный метод визуализации частиц, оптимизированный для их вертикального движения [27]. Микрочастицы левитировали на ~ 100 мкм ниже положения максимальной интенсивности лазерного излучения, дающего $|z_{\text{lev}} - z_{\text{max}}|/|\delta z| \approx 10$. Это даёт нам два преимущества по сравнению с традиционным методом:

1. Частицы движутся в области, где вертикальный градиент интенсивности излучения положителен. Следовательно, нет никакой неопределённости в направлении смещения.

2. Относительные изменения интенсивности масштабируются практически линейно со смещением, $\delta I/I \approx |z_{\text{lev}} - z_{\text{max}}|\delta z/\sigma^2$, что даёт примерно в 15 раз большее значение $\delta I/I$, чем традиционный метод трекинга.

Стоит отметить, что по сравнению с традиционной конфигурацией отслеживания качество трекинга в горизонтальной плоскости xu не сильно ухудшается, однако наблюдаются разные интенсивности фона для спектров горизонтальных и вертикальных колебаний.

Восстановленные спектры флуктуаций вертикальных волн с использованием традиционного и альтернативного метода показаны на рис. 2. Как видно, использование традиционного метода (рис. 2а) приводит к спектрам, содержащим очень мало или вообще никакой

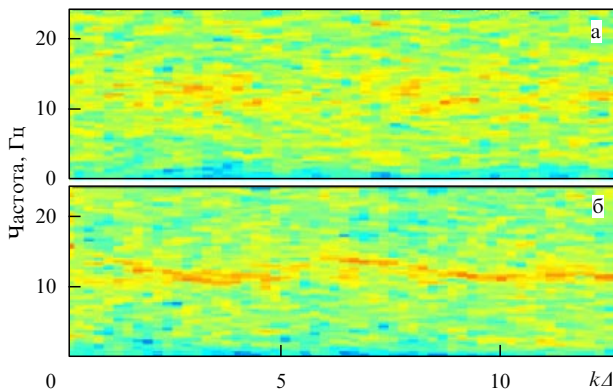


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Пример спектров вертикальных колебаний. (а) Использование рассеянного света от несмещённого лазерного ножа (традиционный метод). (б) Использование рассеянного света от смещённого лазерного ножа (оптимизированный метод для вертикальных колебаний). В обоих случаях анализируемая область представляла собой смесь кристаллов с различными ориентациями.

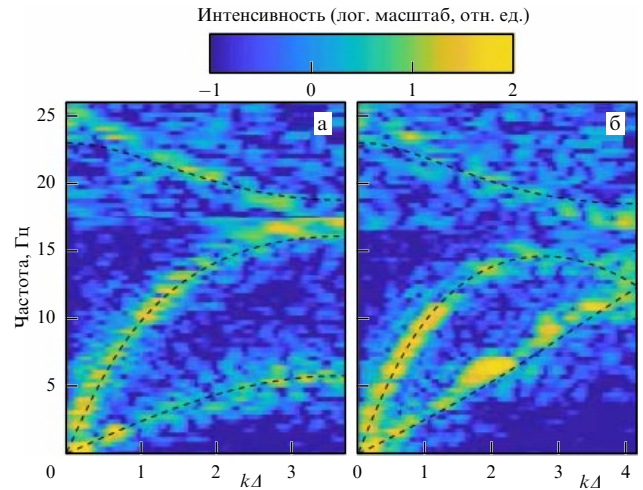


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Сравнение экспериментально измеренных дисперсионных соотношений решётки плазменного кристалла с теорией. Показаны спектры горизонтальных и вертикальных колебаний, полученные из экспериментов (см. таблицу) и теоретические кривые. Результаты представлены для двух направлений волнового вектора \mathbf{k} для (а) $\theta = 0$ и (б) $\theta = 30^\circ$ (см. рис. 1). Пунктирные линии — теоретические дисперсионные соотношения для взаимодействия Юкавы между частицами [21]. Показанный диапазон \mathbf{k} ограничен первой зоной Бриллюэна ($|\mathbf{k}|\Delta = 2\pi/\sqrt{3}$ для $\theta = 0$ и $|\mathbf{k}|\Delta = 4\pi/3$ для $\theta = 30^\circ$). Следует обратить внимание на различную интенсивность фона для спектров горизонтальных и вертикальных колебаний, обусловленных альтернативным методом трекинга частиц.

информации о вертикальных волновых модах. Альтернативный метод, напротив (рис. 2б), выявляет спектры вертикальных колебаний (гребни в распределении интенсивности).

Альтернативный метод позволяет измерять все три волновые моды двумерного плазменного кристалла в одном эксперименте. На рисунке 3 флуктуационный спектр вертикальных колебаний построен одновременно со спектрами горизонтальных колебаний для двух основных ориентаций кристаллов, $\theta = 0$ и 30° , для первой зоны Бриллюэна. Линии представляют собой теоретические дисперсионные соотношения, которые зависят от зарядового числа частиц Z_d и параметра экранирования взаимодействия в решётке $\kappa = \Delta/\lambda_D$, где Δ — межчастичное расстояние и λ_D — эффективная длина экранирования (Дебая). Параметры были получены из спектров горизонтальных флуктуаций с использованием подхода, основанного на [43].

Взаимодействия между микрочастицами в комплексной плазме в основном определяются потенциалом Юкавы (экранированное кулоновское взаимодействие):

$$\varphi(r) = \frac{Z_d^2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\exp(-r/\lambda_D)}{r}, \quad (3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, r — расстояние между двумя частицами, Z_d даётся в единицах элементарного заряда e . Параметр экранирования решётки κ может быть определён путём аппроксимации длинноволновой части ($|\mathbf{k}|\Delta \leq 1$) экспериментального спектра флуктуаций тока частиц в плоскости кристалла теоретической дисперсионной зависимостью [21, 29] для двумерной треугольной решётки частиц Юкавы. В частности, акустические горизонтальные моды определяются

как [21]

$$\Omega_{h\pm}(\mathbf{k}) = \sqrt{\alpha_h \pm \sqrt{\beta^2 + 4\gamma^2}},$$

$$\alpha_h = \sum_{m,n} \exp(-K)(K^{-1} + K^{-2} + K^{-3}) \sin^2 \frac{1}{2} \mathbf{k} \mathbf{s}, \quad (4)$$

$$\beta = \sum_{m,n} \exp(-K)(K^{-1} + 3K^{-2} + 3K^{-3}) \left(\frac{s_y^2 - s_x^2}{s^2} \right) \sin^2 \frac{1}{2} \mathbf{k} \mathbf{s},$$

$$\gamma = \sum_{m,n} \exp(-K)(K^{-1} + 3K^{-2} + 3K^{-3}) \left(\frac{s_x s_y}{s^2} \right) \sin^2 \frac{1}{2} \mathbf{k} \mathbf{s},$$

где $K = \kappa \sqrt{m^2 + n^2 + mn}$, m, n являются целыми числами. Знак \pm в уравнении (4) соответствует паре горизонтальных акустических (продольная и поперечная) мод. Вектор \mathbf{s} с компонентами $s_x = (\sqrt{3}/2)m$ и $s_y = (1/2)m + n$ характеризует положение всех частиц в гексагональной решётке. Обратим внимание, что волновой вектор \mathbf{k} в уравнении (4) нормируется как $\mathbf{k}A \rightarrow \mathbf{k}$ и все частоты нормированы на плазменную частоту:

$$\Omega_{DL} = \sqrt{\frac{(Z_d e)^2}{M \lambda_D^3}}, \quad (5)$$

где M — масса частицы.

Значения Z_d и κ , полученные с помощью этого метода для спектров, показанных на рис. 3, приведены в таблице. Построены также дисперсионные кривые, рассчитанные с использованием полученных значений и теории в статье [21]. Предполагалось, что взаимодействие Юкавы (без учёта ионных следов) подходит для расчёта теоретических дисперсионных кривых. Как видно, экспериментальные спектры хорошо согласуются с теоретическими дисперсионными кривыми. Хорошо видны горизонтальные и вертикальные ветви волн решётки плазменного кристалла. Вертикальные измерения выявили оптический характер дисперсионного соотношения (частота длинноволновых возбуждений не равна нулю). Более того, измерения показали, что дисперсия на больших длинах волн отрицательна (частота волны уменьшается с увеличением волнового числа). При больших $|\mathbf{k}|$ волновая дисперсия различна для $\theta = 0^\circ$ и 30° . Небольшие различия между теоретическими кривыми и измерениями возникают из-за выбранного межчастичного потенциала.

Таблица. Параметры 2D кристалла, использованные для расчёта спектров, показанных на рис. 3. Постоянная решётки A получена из положения первого пика парной корреляционной функции. Параметры Z_d и κ получены из спектра горизонтальных колебаний

P_{RF} , ВТ	p_{Ag} , Па	Z_d, e	A , мкм	κ	f_v , Гц
20	0,42	21000 ± 3000	550 ± 20	$1 \pm 0,25$	25 ± 2

4. Гибридные моды в двумерных плазменных кристаллах

Из-за невзаимности парных взаимодействий пылевых частиц при пересечении продольной горизонтальной моды и вертикальной моды колебаний образуется неустойчивая гибридная мода, что теоретически было показано в работах [19, 21, 28, 29]. При определённых условиях это может вызвать неустойчивость связанных

мод и привести к плавлению двумерного плазменного кристалла, что было впервые показано экспериментально в статье [30]. Два различных сценария были использованы для запуска плавления:

1. Постепенное снижение мощности разряда при постоянном давлении газа, что снижает f_v [34].

2. Уменьшение давления при постоянной мощности разряда, что естественно снижает трение в нейтральном газе и изменяет радиальную (горизонтальную) потенциальную яму монослоя и, следовательно, расстояние между частицами A .

В любом случае плавление развивалось одинаково [30–32]: при уменьшении регулируемого параметра ниже определённого порога НСМ запускается в центральной части кристалла, в области наибольшей плотности пылевых частиц, а затем распространяется к краям монослоя. Развитие НСМ всегда происходит одновременно в горизонтальном и вертикальном направлениях [30, 36]. На начальном этапе экспоненциальный рост кинетической энергии частиц приводит к полному разрушению кристаллического порядка, о чём сообщалось в [32, 40]. Поскольку НСМ в двумерной плазменной жидкости проявляется всегда (при низком трении о газ) [33], система рекристаллизуется при увеличении параметров значительно выше порога НСМ в кристалле (сильный гистерезис) [29, 44]. Если мощность ВЧ-разряда достаточно высока и/или плотность частиц в монослое достаточно низкая, то кристалл остаётся устойчивым практически при любом давлении.

В этом разделе показано, что описанное плавление, приписываемое НСМ, полностью согласуется с качественной картиной, представленной теорией НСМ [21]. Качественные эффекты и особенности НСМ, первоначально предсказанные теорией для одномерной цепочки [19, 28, 45], остаются неизменными и в 2D-случае. Отличительной чертой НСМ [19, 45] является пересечение продольной горизонтальной и поперечной вертикальной дисперсионных ветвей колебаний решётки плазменного кристалла, что приводит к резонансной связи между ними, вызванной ионными следами. Следовательно, неустойчивая *гибридная мода* возникает в некоторой близости от пересечения. Этот эффект был экспериментально продемонстрирован путём измерения дисперсионных соотношений всех трёх основных мод решётки плазменного кристалла [29, 30, 46, 47].

На рисунке 4 показаны результаты первого прямого наблюдения неустойчивости связанных мод [30]. Теоретические кривые на панелях показывают все основные моды, которые соответствуют показанному частотному диапазону. Поскольку теория предсказывает, что волны в направлении $\theta = 0$ будут наиболее неустойчивы [21] (см. рис. 1), спектры колебаний, показанные на рис. 4, были построены для волнового вектора \mathbf{k} при $\theta = 0$. В левом столбце рис. 4 волновые моды хорошо различимы, а интенсивность колебаний равномерно распределена по ветвям. Эта ситуация соответствует устойчивому режиму. Напротив, в правом столбце на рис. 4 имеется явное пересечение между ветвями вертикальной и продольной горизонтальной колебательной моды. Пересечение происходит в окрестности границы первой зоны Бриллюэна. Темно-красные пятна на спектрах — явный признак аномального выделения энергии из-за НСМ.

Для сравнения с экспериментальными данными были использованы теоретические результаты для 2D кри-

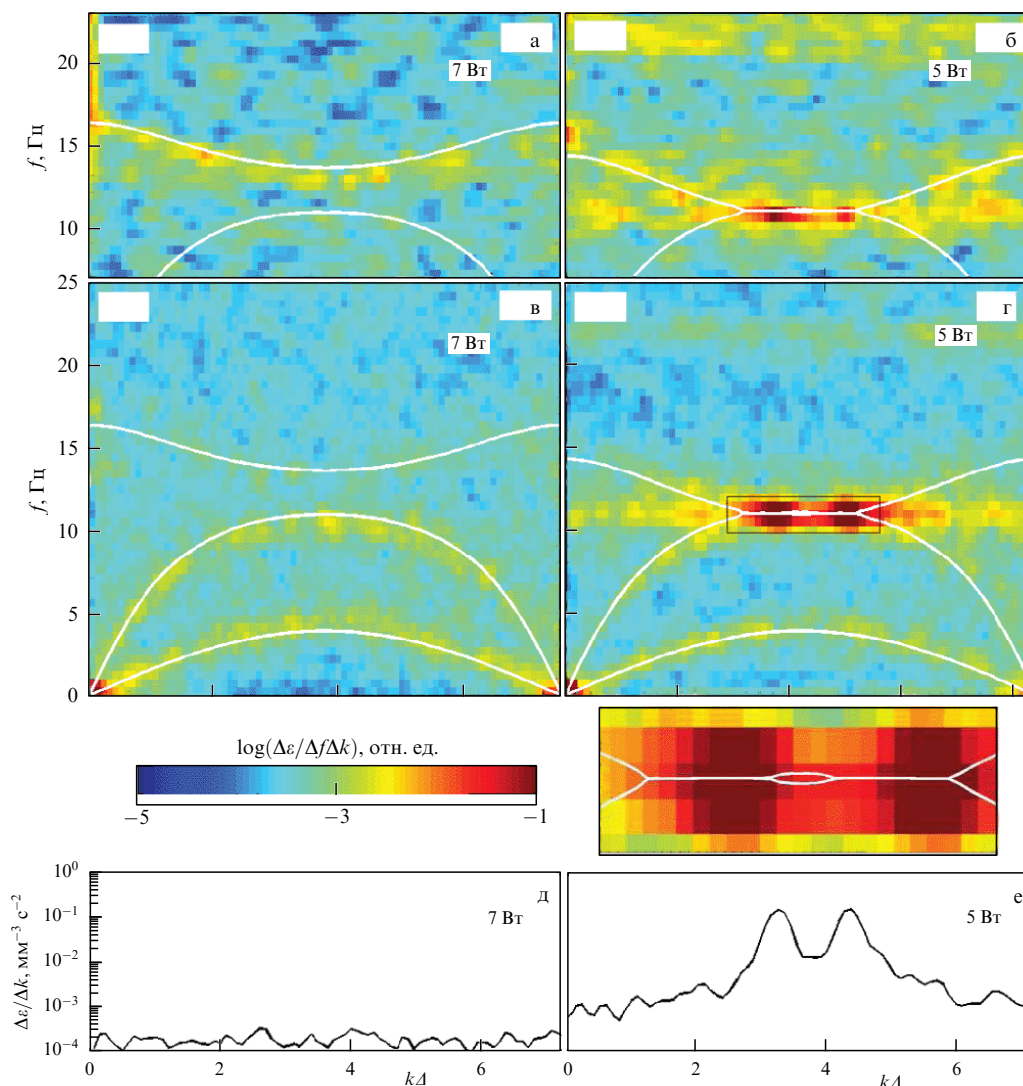


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Из статьи [30]. Эволюция дисперсионных соотношений решётки плазменного кристалла вблизи начала неустойчивости связанных мод. Дисперсионные соотношения (спектры флуктуаций) были измерены в эксперименте, выполненном при давлении аргона 0,76 Па, мощности ВЧ-разряда 7 Вт (рис. (а, в) — устойчивый режим) и 5 Вт (рис. (б, г) — начало неустойчивости). В эксперименте использовались частицы диаметром 9,19 мкм. "Интенсивность флуктуаций" $\Delta\epsilon/\Delta k \Delta f$ (плотность энергии для единицы массы на единицу волнового числа и частоты) показана в логарифмической цветовой шкале: жёлтые гребни представляют устойчивые волновые моды, неустойчивый гибридный режим — тёмно-красные "горячие области"; на (а) и (б) показана измеренная вертикальная мода, (в) и (г) отображают пару горизонтальных мод. Сплошные линии на (а)–(г) — теоретические результаты [21] (подробности см. в тексте). Волновое число k нормировано на обратное межчастичное расстояние Δ^{-1} . Показанный диапазон k соответствует первым двум зонам Бриллюэна при $\theta = 0$ (ветви симметричны относительно границы между зонами). Ниже спектров флуктуаций показана увеличенная область гибридной моды в неустойчивом режиме (отмечена прямоугольником); (д) и (е) — распределение "энергии колебаний" $\Delta\epsilon/\Delta k$ при фиксированной частоте: в устойчивом случае частота ($\approx 12,5$ Гц) выбирается посередине между продольной ветвью горизонтальных колебаний и ветвью вертикальных колебаний (измеряемой на границе между зонами Бриллюэна), для возникновения неустойчивости частота соответствует гибридной моде (≈ 11 Гц).

сталлов, полученные в работе [21]. Теоретические ветви дисперсионных соотношений показаны на рис. 4 сплошными линиями. Для расчёта был использован нормированный дипольный момент ионного следа $\tilde{q}\tilde{\delta} = 0,1$, где \tilde{q} — нормализованный заряд, $\tilde{\delta}$ — нормализованная пространственная протяжённость следа (полное описание см. в работе [21]), и межчастичное взаимодействие Юкавы.

Как видно на рис. 4, теория находится в превосходном согласии с экспериментом как для устойчивых, так и для неустойчивых состояний. Особенно важно то, что в неустойчивом режиме (правая колонка) рассчитанная неустойчивая гибридная мода идеально совпадает с место-

положением "горячих областей" в измеренных спектрах колебаний. Даже тонкие эффекты, такие как расщепление "горячих областей" на границе между зонами Бриллюэна, очень хорошо разрешимы (см. распределение энергии флуктуаций на рис. 4д,е, а также увеличенную область гибридной моды). Также обратим внимание на следы смешанной поляризации на рис. 4г (следы вертикальной моды колебаний видны в спектре горизонтальных колебаний вблизи гибридной моды). Эти результаты подтверждают существование неустойчивого гибридного режима, запускающего НСМ. Стоит отметить, что запуск НСМ наблюдается при пороговых значениях силы пространственного ограничения и трения

частиц о нейтральный газ [29]. Интенсивность взаимодействия с ионным следом и используемая модель следа также играют роль в определении порогов управляющих параметров. Более подробную информацию можно найти в работах [29, 48–50].

5. Ранняя стадия неустойчивости связанных мод: синхронизация движения частиц

Формирование гибридного режима часто запускает НСМ (при условии, что давление газа достаточно низкое, настолько, что приток энергии из-за неустойчивого гибридного режима превышает диссипацию за счёт трения частиц в нейтральном газе). На ранней стадии НСМ наблюдалось развитие характерных периодических синхронных колебаний микрочастиц вокруг их положений равновесия [32, 36, 40]. Первые эксперименты, посвящённые изучению развития синхронизации осцилляций пылевых частиц на ранней стадии НСМ, были представлены в работе [36]. В этой статье была исследована кинематика пылевых частиц на ранней стадии НСМ в плазменном кристалле. Неустойчивость была вызвана снижением давления аргона от $p_{\text{Ar}} = 0,94$ Па до $0,92$ Па при фиксированной мощности ВЧ-разряда $P_{\text{RF}} = 12$ Вт. Продольные и поперечные скорости звука $C_L = (34,1 \pm 1,4)$ мм с⁻¹ и $C_T = (7,9 \pm 0,3)$ мм с⁻¹ соответственно были измерены с использованием длинноволновой части ($k \rightarrow 0$) продольного и поперечного спектра горизонтальных колебаний (см. рис. 2 в работе [36]). Было обнаружено, что межчастичное расстояние в центре кристалла $\Delta = 480 \pm 10$ мкм. Следуя методу, предложенному в работе [43], был рассчитан заряд пылевых частиц $|Z_d| = 18600$ и параметр экранирования $\kappa = 1,26$. Ошибка определённого таким образом заряда была около 15 %, а κ — около 30 %. Частота вертикальных колебаний частиц (параметр вертикального пространственного ограничения) $f_v = 23 \pm 1$ Гц была извлечена из спектра вертикальных флуктуаций. Гибридная мода, проявляющаяся как "горячая область" на частоте $f_{\text{hyb}} = 16 \pm 1$ Гц, была отчётливо выражена в продольном спектре флуктуаций тока частиц (см. рис. 2 в работе [36]).

В первый момент НСМ наблюдались синхронизированные колебания микрочастиц вокруг их положений равновесия. Траектории микрочастиц были использованы для количественной оценки степени синхронизации. Мгновенные фазы траекторий частиц как функции времени и положения были восстановлены из смещений частиц $r_j(t) = (x_j^2(t) + y_j^2(t))^{1/2}$. Чтобы сохранить только колебательную часть, был удалён дрейф. "Отфильтрованное" смещение $\tilde{r}_j(t)$ для j -й частицы определялось как

$$\tilde{r}_j(t) = r_j(t) - \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} r_j(t') dt', \quad (6)$$

где Δt — интервал усреднения, который был выбран равным $\Delta t = 0,5$ с для всех $j = 1 \dots N$. Затем было применено преобразование Гильберта для получения аналитического сигнала $r_{aj}(t) = A_j(t) \exp(i\phi_j(t))$, где $\phi_j(t)$ — мгновенная фаза, а $A_j(t)$ — мгновенная амплитуда [51].

Степень синхронизации σ_j между частицей j и ближайшими соседями была рассчитана следующим обра-

зом [52]:

$$\sigma_j = \frac{1}{n} \sum_{j'=1}^n \sigma_{jj'}, \quad (7)$$

$$\sigma_{jj'} = 1 - \frac{S_{jj'}}{S_{\text{max}}}, \quad (8)$$

где n — количество ближайших соседей, $S_{jj'}$ — энтропия Шеннона для распределения циклической фазы между соседями,

$$S_{jj'} = - \sum_{l=1}^M p_{jj'l} \ln p_{jj'l}, \quad \sum_{l=1}^M p_{jj'l} = 1. \quad (9)$$

Здесь $p_{jj'l}$ — доля данных в l -й ячейке в распределении разностей фаз $\phi_{jj'}(t) = \phi_j(t) - \phi_{j'}(t) \pmod{2\pi}$, $l = 1 \dots M$, $M = 20$ — количество ячеек, $S_{\text{max}} = \ln M$ — максимальная энтропия, соответствующая равномерному распределению $p_{jj'l} = M^{-1}$. Для вычисления распределения было рассчитано движущееся окно для 101-го последовательного кадра с центром во времени t . Полностью синхронизированное состояние соответствует $\sigma = 1$, тогда как полностью десинхронизированное состояние соответствует $\sigma = 0$.

На рисунке 5а представлены траектории двух соседних частиц на ранней стадии НСМ. Как видно, они осциллировали с гибридной частотой как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях. Поскольку гибридная мода имеет как вертикальную, так и горизонтальную компоненту, это является признаком гибридной моды, которая замыкает движение частицы по фазе и по частоте. Как видно на рис. 5б и в, система самоорганизуется в ритмичной последовательности чередующихся синфазных и противофазных колебательных цепочек частиц. Взаимопроникающие осциллирующие в противофазе "подрешётки" показаны на рис. 5б. На рисунке 5в можно видеть ряды синфазных (синхронизированных) колеблющихся частиц. По мере развития НСМ вовлекается всё больше частиц, что расширяет характер синхронизации. Соседние ряды синхронно колеблющихся частиц движутся практически в противофазе. В эксперименте, представленном в работе [36], синхронное движение частиц было сильно "поляризовано" в направлении $\theta = 60^\circ$. Эта пространственная ориентация хорошо коррелирует с направлениями максимального роста амплитуды бессдвиговой гибридной моды. Поскольку волновое число $k = k_{\text{hyb}}$ гибридного режима близко к $k\Delta = k_{\text{hyb}}\Delta = \pi$, это объясняет квазипротивофазное колебание частиц, характерное для соседних рядов. Действительно, колебания j -й частицы пропорциональны $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_j)$ и, следовательно, при $k = k_{\text{hyb}}$ движение соседних частиц должно быть почти противофазным. Кроме того, когда запускается НСМ, только колебания, связанные с гибридной модой, имеют инкремент неустойчивости, превышающий скорость затухания за счёт диссипации. Все другие волновые моды имеют тенденцию к равновесному состоянию в окружающем газовом разряде. Следовательно, гибридная мода накапливает энергию, что приводит к экспоненциальному росту амплитуды соответствующих колебаний. Отсюда любое движение, связанное с другими модами, поддерживаемыми в кристалле, оказывается не таким заметным. Разлагая в ряд Тейлора с точностью до второго порядка малости силу, действующую между двумя соседними частицами, можно показать, что существует

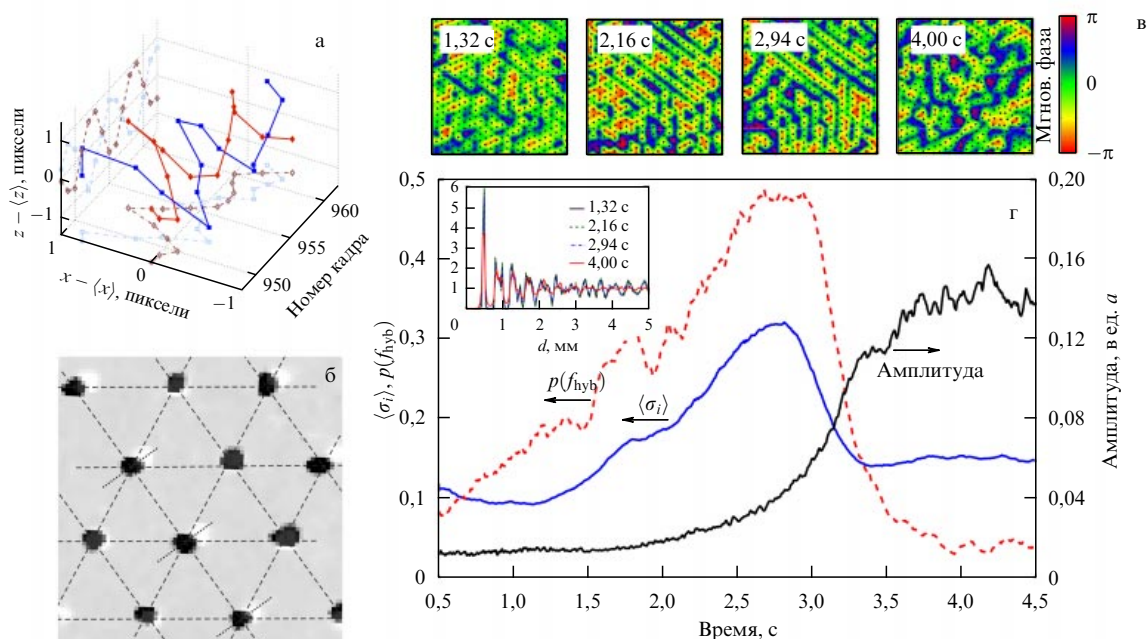


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Из статьи [36]. (а) Траектории двух соседних частиц (красные (ромбы) и синие (квадраты) простые линии), демонстрирующие периодическое движение с гибридной частотой $f_{\text{hyb}} \approx 16,5 \pm 0,8$ Гц в вертикальном и горизонтальном направлениях. Пунктирные светло-голубые (полые квадраты) и светло-красные (полые ромбы) линии — это проекции на плоскости (x, t) и (z, t) . (б) Два наложенных изображения слоя решётки, разделённых во времени на полпериода ($\Delta t \approx 0,032$ с). Момент времени $t \approx 2,7$ с, взятый близко к максимуму индекса синхронизации (см. рис. в). Белые и чёрные точки показывают положение частицы. Среднее межчастичное расстояние в выбранной области $\Delta = 470 \pm 16$ мкм. Сложенные изображения были смещены вдоль основного направления деформации, чтобы графически продемонстрировать характер колебаний частиц. Основное направление деформации соответствует показанным пунктирным линиям. Обратите внимание, что в этом направлении решётка примерно на 7–9 % более компактна. Важно отметить, что расстояние между синфазно колеблющимися рядами частиц поддерживается практически постоянным. (в) Последовательные снимки (область исходного видео 300×300 пикселей), показывающие мгновенное распределение фаз для десинхронизированных фазовых состояний (крайние левые и правые изображения, $t = 1,32$ с и $t = 4,00$ с) и во время синхронизованного состояния (два средних изображения, $t = 2,16$ с и $t = 2,94$ с). Чёрные точки показывают положение частиц. (г) Эволюция совокупной вероятности $p(f_{\text{hyb}})$ (красная штриховая кривая) нахождения частицы с мгновенной частотой в полосе $14 < f < 18$ Гц около f_{hyb} , среднего значения индекса синхронизации σ (усреднённое по частицам, сплошная синяя линия) и усреднённой мгновенной амплитуды колебания частицы (сплошная чёрная кривая). Для усреднения использовалось около 150 траекторий частиц в центре кристалла (область исходного видео — 145×145 пикселей). На вставке показаны радиальные парные корреляционные функции, взятые в указанные моменты времени.

связь между фазами горизонтального и вертикального движения соседней частицы. Тем не менее амплитуда осцилляций с любым фазово-зависимым взаимодействием может развиваться, пока фазы осцилляторов (частицы) не синхронизированы [53]. Более того, поскольку сдвиговая компонента гибридной моды очень слаба, ряды частиц, принадлежащих эквивалентным элементарным ячейкам, должны иметь синхронизированное движение. Когда амплитуда движения слишком велика, кристаллический порядок разрушается, и синхронизация естественным образом исчезает (рис. 5г). Тем не менее расплавленная зона расширяется на весь монослой благодаря существованию НСМ в жидкости [33].

Следует отметить, что обсуждаемые паттерны синхронизации должны развиваться во всех эквивалентных направлениях максимального приращения гибридной моды без сдвига. Экспериментально это, однако, редко наблюдается [36, 37]. Наблюдаемое нарушение симметрии может быть объяснено деформацией (сжатием) кристалла из-за малой асимметрии в ограничивающей горизонтальной потенциальной яме [37, 54], что было подтверждено теоретически [55] и в численных расчётах [37, 54]. Сжатие кристаллов приводит к асимметричному формированию гибридной моды и анизотропному запуску неустойчивости связанных мод.

6. Плавление, индуцированное связью мод

Как указывалось во введении, опосредованные ионными следами невязимые парные взаимодействия между частицами могут инициировать НСМ как в кристаллических [19, 21, 29, 56], так и в жидких [33, 40, 57] системах в комплексной плазме. Как показано в разделе 4, необходимым условием возникновения неустойчивости является пересечение вертикальной и продольной горизонтальной волновых мод. Это приводит к образованию неустойчивой гибридной моды и быстрому увеличению кинетической энергии частиц. В кристаллах при заданной жёсткости (частоте) вертикальной потенциальной ямы существует порог плотности, который необходимо превысить для запуска НСМ. По этой причине экспериментально НСМ начинается в центральной (самой плотной) области кристалла, при условии, что параметры кристалла являются подходящими для пересечения продольной горизонтальной моды и поперечной вертикальной моды. Напротив, в жидком монослое эти моды пересекаются всегда [33]. Следовательно, в жидкости уже нет порогов плотности или пространственного ограничения и может существовать жидкостная НСМ, в то время как при тех же условиях кристаллический монослой будет устойчив

(пересечения мод не будет). Это объясняет, почему во многих экспериментах плавление распространяется на весь монослой, когда НСМ была запущена (только) в центре монослоя. Следовательно, тепловая активация устойчивого монослойного плазменного кристалла может обеспечить прямую аналогию с активацией в обычном реактивном веществе.

В этом разделе мы представляем подробное исследование распространения фронта плавления в монослое комплексной плазмы, проведённое в работе [32]. Кристаллическая НСМ была запущена при давлении 1 Па и мощности ВЧ-разряда 20 Вт. В этих условиях НСМ, запущенная в центральной области, распространялась к периферии кристалла. Чтобы изучить эволюцию расплавленной области в кристалле, было проведено разбиение на ячейки Вороного, и для каждой ячейки был рассчитан параметр порядка ориентации связей Ψ_6 ,

$$\Psi_6 = \frac{1}{N_m} \sum_{j=1}^{N_m} \exp(6i\theta_j), \quad (10)$$

где N_m — число ближайших соседей, θ_j — угол связи для j -й соседней частицы. Кинетическая температура частиц (тепловая часть кинетической энергии частиц) была получена путём вычитания из поля скоростей коллективного движения, обусловленного акустическими колеба-

ниями,

$$T = \frac{m_d}{2} \sum_i (\mathbf{v}_i - \langle \mathbf{v}_i \rangle)^2, \quad (11)$$

где \mathbf{v}_i — мгновенная скорость в плоскости i -й частицы, $\langle \mathbf{v}_i \rangle$ — средняя мгновенная скорость всех частиц в окрестности радиуса от 2Δ до 3Δ вокруг i -й частицы (например, мы использовали $2,4\Delta$, чтобы получить результаты, показанные в работах [12, 13]). Следует отметить, что размер области анализа напрямую связан с понятием физически малого объёма [58]. С одной стороны, выбор небольшой области анализа (с малым количеством частиц) является предпочтительным, чтобы детально показать пространственное распределение некоторых параметров (например, полей скорости, плотности, тепловой и гидродинамической части энергии). Однако в этом случае будут наблюдаться большие флуктуации параметров из-за малой статистики. С другой стороны, выбор слишком большой площади хотя и подавляет флуктуации, но приводит к искусственному и нефизичному сглаживанию рассчитанных полей. Во время анализа наших экспериментов "компромисс" был достигнут при радиусе усреднения в диапазоне от 2Δ до 3Δ , обеспечивая результаты, находящиеся в согласии друг с другом.

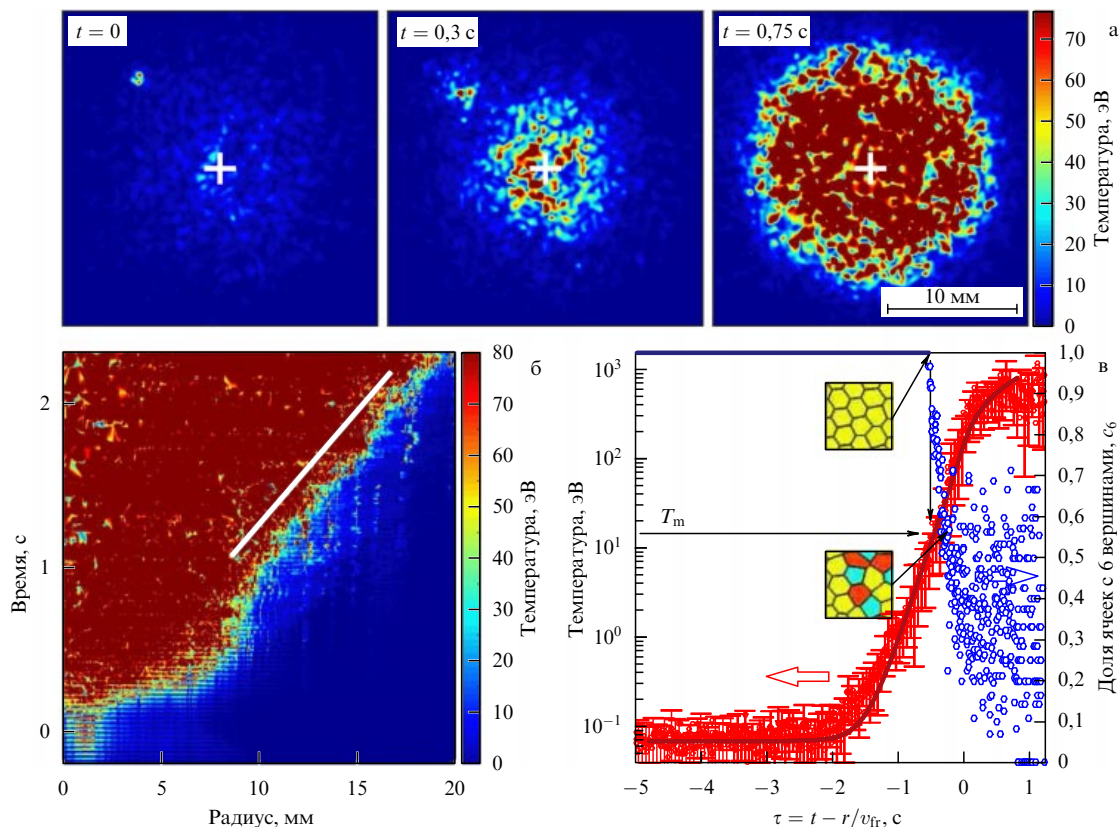


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Из статьи [32]. (а) Типичное изменение кинетической температуры микрочастиц во время плавления, индуцированного НСМ (вид сверху). Кристаллическая НСМ запускает плавление в центральной области, затем плавление распространяется наружу в форме резкого фронта, поддерживаемого интенсивным нагревом позади фронта из-за жидкостной НСМ. (б) Радиальное расширение горячей зоны со временем. В момент времени $t \sim 1$ с фаза воспламенения из-за кристаллической НСМ изменяется на устойчивое расширение, поддерживаемое жидкостной НСМ (обозначено белой сплошной линией). (в) Автомоделные профили кинетической температуры частиц $T(\tau)$ (левая ось) и доля ячеек с шестью вершинами $c_6(\tau)$ (правая ось). Символы соответствуют экспериментальным результатам, а сплошная линия — уравнению (14). Во вставках показаны ячейки Вороного с цветовой индикацией, вблизи фронта пламени: ячейки с шестью вершинами показаны жёлтым цветом, а ячейки с пятью и семью вершинами — синим и красным цветом соответственно.

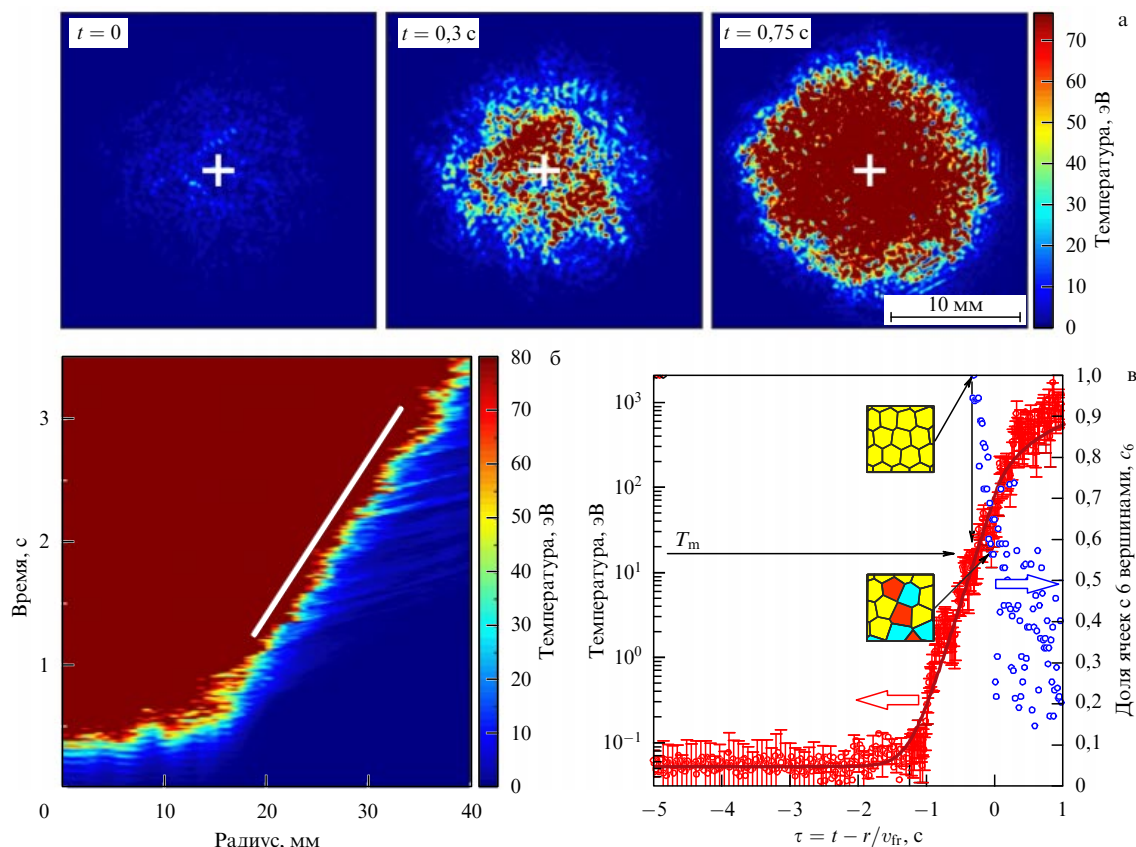


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Моделирование методом молекулярной динамики. Описание то же, что и на рис. 6.

Чтобы дополнить эксперименты, было также проведено моделирование методом молекулярной динамики (МД) (подробности о МД можно найти в приложении В к работе [32]).

Эволюция кинетической температуры показана на рис. 6а. После небольшого уменьшения мощности ВЧ-разряда, приводящего к ослаблению силы вертикального пространственного ограничения ниже порога неустойчивости, запускалась кристаллическая НСМ. В центральной области кинетическая энергия быстро выросла, и кристаллический порядок разрушился. Затем, как сообщалось в работе [40], плавление распространялось наружу, полностью разрушая кристалл. Фронт распространявшегося плавления (фронт "пламени") был очень резким и распространялся устойчиво из-за энергии, выделяющейся за счёт НСМ в жидкости [33]. За фронтом кинетическая температура превышала кинетическую температуру в кристаллической области на ~ 3 порядка. Такое же поведение может быть воспроизведено в МД-симуляциях. Например, на рис. 7а наблюдается такой же резкий фронт и большой градиент температуры. На рисунке 6а, б в деталях показано образование фронта пламени. Первые осциллирующие горизонтальные полосы были видны на начальной фазе (возгорание), что типично для кристаллической НСМ (см. раздел 5 и работу [36]). В области действия кристаллической НСМ кинетическая энергия микрочастиц быстро росла, и когда амплитуды колебаний микрочастиц были слишком велики, кристалл плавился. Это начальное плавление быстро преобразовывалось в горячую область с резкой границей, распространяющейся наружу с постоянной

радиальной скоростью. В работе [32] скорость фронта наблюдалась равной $v_{fr} = 7,0 \pm 0,2$ мм s^{-1} . Отметим, что на периферии кристалла, в сторону которой расширяется горячая область, равновесная плотность частиц была заметно ниже (вплоть до $\sim 25\%$), предотвращая НСМ в кристалле. Это, несомненно, показывает активацию жидкостной НСМ на краю зоны нагрева. Недавно было показано, что воспламенение и полное плавление кристалла, помимо кристаллической НСМ, также могут быть вызваны другими способами, такими как локальный лазерный нагрев [59], быстро движущаяся частица под монослоем [35] или внешнее механическое возбуждение (см. раздел 7). Формирование фронта проявляет аналогичный характер в симуляциях (рис. 7б, в).

Между распространением фронта пламени в обычном химически активном веществе и плавлением, индуцированным НСМ, можно найти аналогию. Действительно, эволюция пространственного распределения температуры $T(r, t)$ в непрерывной реактивной среде может быть представлена следующим уравнением [32, 60]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q(T)}{Cn} + \chi \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{D-1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (12)$$

где $Q(T)$ — скорость реакционного нагрева среды (с пространственной размерностью D), χ — температуропроводность, n — плотность числа частиц на единицу объёма, C — изобарная теплоёмкость, отнесённая к одной частице. По мере расширения зоны плавления второе слагаемое в скобках стремится к нулю, сводя задачу к одномерной.

В случае аррениусовской активации кинетика реакций в среде определяет источник тепла $Q(T) \propto \exp(-E_A/T)$, где E_A — энергия активации. Критические тепловые явления, такие как возгорание или тепловой взрыв, обычно зависят от $Q(T)$, которая может быть сложной функцией [61]. В нашем случае (случай устойчивого распространения "пламени") температура быстро изменяется на фронте, что делает особенности $Q(T)$ малозначимыми, но при этом только её поведение при низкой и высокой температурах играет важную роль. Таким образом, в теории горения $Q(T)$ обычно аппроксимируется ступенчатой функцией Хевисайда [61]. В нашем случае источник тепла (за счёт жидкостной НСМ) может быть описан как [32]

$$\frac{Q(T)}{Cn} = \begin{cases} 0, & T < T_*, \\ q_\infty, & T > T_*, \end{cases} \quad (13)$$

где T_* — температура активации, при которой формируется неустойчивая гибридная мода, запускающая жидкостную НСМ. Максимальное тепловыделение оценивается как $q_\infty = \gamma(T_\infty) T_\infty / C$, где $T_\infty \approx 1$ кэВ — температура насыщения жидкостной НСМ [33] и $\gamma(T)$ является (зависящим от температуры) инкрементом неустойчивости. Поскольку сила вертикального пространственного ограничения конечна, теплоёмкость двумерной жидкой комплексной плазмы находится в диапазоне $C = 2 \dots 3$ [62]. Решая уравнения (12) и (13), можно найти автомоделный профиль температуры на фронте [32, 63]:

$$\frac{T(\tau) - T_0}{T_* - T_0} = \begin{cases} \exp\left(\frac{\tau v_{fr}^2}{\chi}\right), & \tau < 0, \\ 1 + \frac{\tau v_{fr}^2}{\chi}, & \tau > 0, \end{cases} \quad (14)$$

где $\tau = t - r/v_{fr}$ — автомоделное время и v_{fr} — скорость фронта, связанная с температурой активации соотношением $T_* - T_0 = q_\infty \chi / v_{fr}^2$. Режимы $\tau \leq 0$ представляют соответственно неактивированное кристаллическое состояние, предварительно нагретое за счёт теплопроводности ("инертная зона"), и состояние с развитой жидкостной НСМ ("реактивная зона") [61]. Из-за трения при движении частиц в нейтральном газе дополнительное слагаемое $-2\gamma_d(T - T_0)/C$ обычно должно присутствовать в правой части уравнения (12), где T_0 — равновесная температура в отсутствие нагрева, а γ_d — скорость затухания Эпштейна (для наших экспериментальных условий $\gamma_d \simeq 1,2$ с⁻¹). Тем не менее затуханием можно пренебречь, если инкремент неустойчивости v_{fr}^2/χ намного больше, чем $2\gamma_d/C$.

Экспериментальный автомоделный профиль $T(\tau)$ был получен путём усреднения тепловой части кинетической энергии частицы на разных радиальных расстояниях от центра горячей зоны. Также для обнаружения начала плавления была рассчитана доля ячеек Вороного с шестью вершинами, $c_6(\tau)$. На рисунке 6в показаны результаты анализа. Равновесная температура $T_0 = 0,07 \pm 0,04$ эВ была получена при усреднении данных в точках вдали от фронта плавления ($\tau \leq -2,5$ с на рис. 6в). Температура в кристалле растёт экспоненциально (c_6 близка к единице) по мере приближении фронта "горения". Когда начинается плавление, доля c_6 начинает уменьшаться (см. кадры с диаграммами Вороного на рис. 6в). Плавление происходит при ~ 14 эВ, что согла-

суется с предсказанной равновесной температурой плавления T_m для 2D кристалла Юкавы [64, 65] при данных экспериментальных значениях κ и Z_d . Аппроксимация экспериментальных данных уравнением (14) (сплошная линия) затем была получена с использованием метода наименьших квадратов, варьируя температуру активации T_* , инкремент неустойчивости v_{fr}^2/χ и положение точки активации $\tau=0$. Отсюда было найдено $T_* = 160 \pm 15$ эВ и $v_{fr}^2/\chi = 5,1 \pm 0,1$ с⁻¹ ($> 2\gamma_d/C \sim 1,2$ с⁻¹, оправдывая таким образом пренебрежение трением о нейтральный газ). Затем было найдено значение температуропроводности $\chi \simeq 9,6$ мм² с⁻¹, которое согласуется с предыдущими измерениями [15]. Рисунки 6в и 7в демонстрируют отличное согласие между экспериментальным, теоретическим и полученным при помощи МД профилями температуры.

Таким образом, мы экспериментально и численно продемонстрировали, что НСМ, действующая в двумерной комплексной плазме, демонстрирует все существенные особенности фронта горения, такие как активационное тепловыделение и двухзонная структура автомоделного профиля температуры (фронта "горения"). Представленные результаты справедливы для различных областей — от горения и термохимии до химической физики и синтеза новых материалов.

7. Вынужденная внешним воздействием неустойчивость связанных мод

Как уже обсуждалось, индуцированная ионным следом связь мод возможна как в кристаллической, так и в жидкой комплексной плазме [33]. Однако в жидких структурах в комплексной плазме пороговые значения жёсткости вертикальной потенциальной ямы и численной плотности пылевых частиц в плазме, важные для кристаллической НСМ, исчезают, а инкремент неустойчивости оказывается выше. Таким образом, как было показано в разделе 6, жидкостная НСМ объясняет распространение плавления на весь монослой пылевой плазмы.

В этом разделе мы показываем экспериментально, что резонансная связь мод, опосредованная ионным следом, может быть индуцирована с помощью механизма внешнего механического воздействия на двумерный плазменный кристалл. Достаточно сильное воздействие может вызвать НСМ и плавление двумерного плазменного кристалла.

В эксперименте устойчивый 2D кристалл (без пересечения собственных мод и, следовательно, без кристаллической НСМ) был взвешен над электродом ($p_{Ar} = 0,94$ Па, $|Z_d| \approx 1,8 \times 10^4$, $\Delta = 490 \pm 20$ мкм и $\kappa \approx 1,2$). Измеренный спектр горизонтальных продольных колебаний кристаллического слоя показан на рис. 8а. Не было обнаружено никаких признаков неустойчивой гибридной моды, и видны только собственные моды (естественные волны). Затем было применено механическое воздействие (удар) в области нижней части вакуумной камеры, рядом с электродом. Вибрации передавались в монослой микрочастиц, затем микрочастицы начинали колебаться как вертикально, так и горизонтально вокруг своих положений равновесия с амплитудами, значительно превышающими естественные тепловые колебания. Кристалл также колебался горизонтально в целом. Соответствующая средняя скорость была вычтена перед вычислением средней кинетической энер-

гии и спектров тока. На рисунке 8б показан спектр горизонтальных продольных флуктуаций после механического воздействия. Как видно, яркое пятно появляется на частоте $\simeq 28$ Гц. Результирующие вторые субгармонические колебания при $\simeq 14$ Гц вызывают резонансную связь с собственной модой в $k\Delta \simeq 2,3$ (субгармоники обычно наблюдаются для колебаний большой амплитуды в комплексной плазме [66, 67]). Следы смешанной поляризации (ветви, соответствующие вертикальной моде в горизонтальном спектре) видны вблизи края первой зоны Бриллюэна (жёлтые пятна на $k\Delta \leq 3,63$) и являются явным признаком гибридизации мод и начала НСМ.

На рисунке 8г приведена эволюция средней кинетической энергии пылевых частиц. Чтобы продемонстрировать эволюцию параметра кристаллической симметрии, мы также показываем усреднённый параметр порядка ориентации связей $\langle |\Psi_6| \rangle$ (см. (10)). Кинетическая температура начала экспоненциально расти сразу после уда-

ра, с измеренным временным инкрементом $\gamma_{\text{cryst}} = 1,4 \pm 0,1 \text{ с}^{-1}$. При $t = 0,4 \text{ с}$ плавление началось в центре, что отражается в быстром падении $\langle |\Psi_6| \rangle$, и инкремент роста одновременно увеличился до $\gamma_{\text{liq}} = 5,8 \pm 0,1 \text{ с}^{-1}$. Во время фазы плавления среднее межатомное расстояние оставалось постоянным с точностью до 0,25 пикселя. Такое поведение указывает на переход от кристаллического к жидкостному режиму НСМ, как предсказано в работе [33], и очень похоже на результаты, представленные в разделе 6. Коррелированные колебания E_{kin} и $|\Psi_6|$ обусловлены частично синхронизированными движениями микрочастиц в кристаллических доменах [36].

Этот эксперимент ясно демонстрирует, что в кристаллах в докритическом состоянии (устойчивых к кристаллическому НСМ), если механическое возмущение является достаточно сильным, гибридизация может быть принудительной, и кристалл может подвергаться плавлению (как при обычной НСМ).

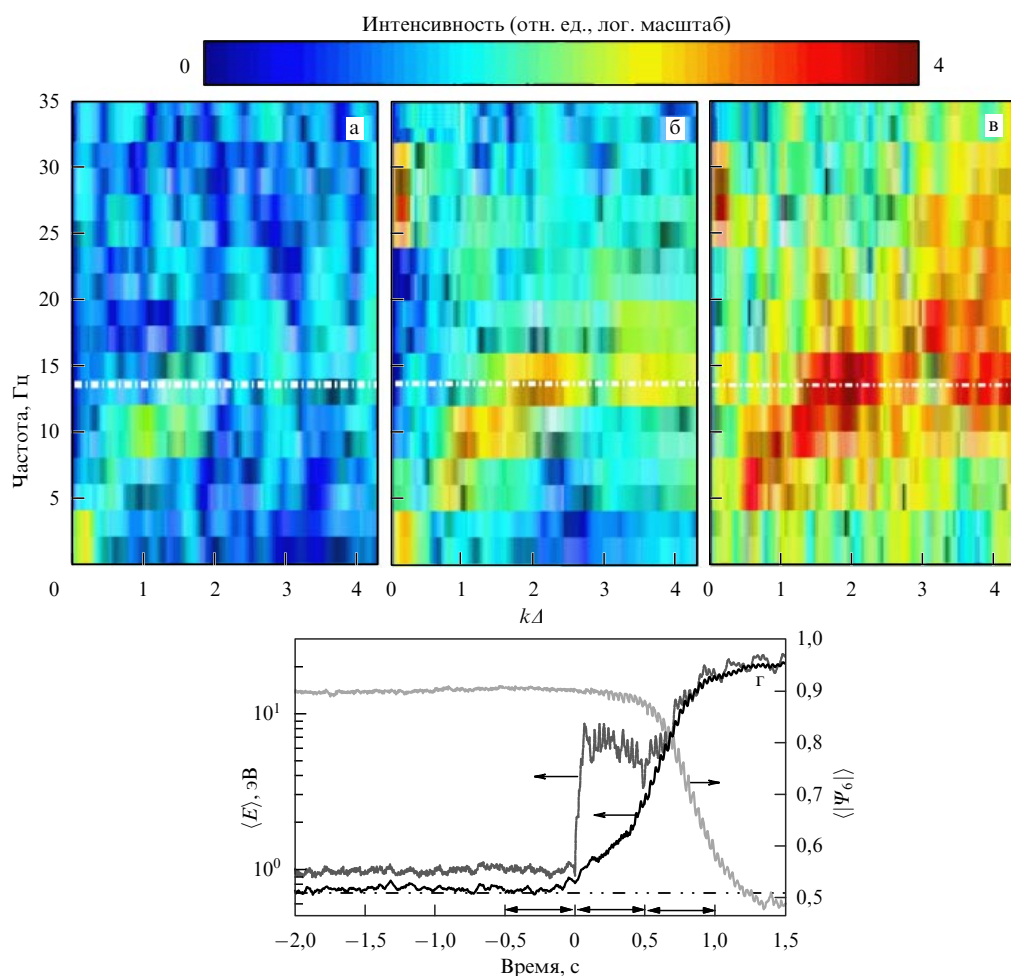


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Вынужденная НСМ, вызванная механическим возбуждением. Спектры горизонтальных продольных флуктуаций в а, б и в получены для промежутков времени, указанных на рис. г соответствующими стрелками. Перед возбуждением (а) наблюдается только продольная собственная горизонтальная мода, а после механического воздействия на экспериментальную камеру (в момент времени $t = 0$) яркое пятно появляется при $\simeq 28$ Гц (в). Результирующие вторые субгармонические колебания на частоте $\simeq 14$ Гц (горизонтальная пунктирная линия) вызывают резонансную связь с собственной модой при $k\Delta \simeq 2,3$. Кристалл в этом эксперименте состоял из нескольких доменов с различной ориентацией, поэтому указанный диапазон k ограничен границей первой зоны Бриллюэна при $\theta = 30^\circ$. (г) Эволюция (усреднённой) кинетической энергии в плоскости, найденная с учётом средней скорости (тёмно-серая линия) и без средней скорости (чёрная линия), $\langle |\Psi_6| \rangle$ (светло-серая линия), наблюдаемые в эксперименте. Горизонтальная штрихпунктирная линия показывает средний уровень энергии до возбуждения. Обратим внимание на увеличение инкремента неустойчивости и одновременное уменьшение $\langle |\Psi_6| \rangle$, происходящее при $t \simeq 0,4 \text{ с}$ из-за перехода из кристаллического в жидкостный режим НСМ. По техническим причинам динамика частиц с $E_{\text{kin}} \gtrsim 10 \text{ эВ}$ не может быть должным образом отслежена, что приводит к искусственному насыщению $\langle E \rangle(t)$.

8. Заключение

В настоящем обзоре представлены результаты экспериментальных исследований волн, дисперсионных соотношений и неустойчивости связанных мод в двумерных плазменных кристаллах. Обсуждён усовершенствованный метод визуализации двумерных монослоёв плазмы, позволяющий одновременно измерять все три волновые моды. Этот метод был использован для демонстрации формирования гибридных мод и запуска неустойчивости связанных мод из-за присутствия ионных следов. Затем были тщательно проанализированы различные стадии неустойчивости связанных мод. Сообщено о синхронизации движения микрочастиц на частоте гибридной моды на ранней стадии неустойчивости. Пространственная ориентация характера синхронизации хорошо коррелирует с направлениями максимального приращения бессдвиговой гибридной моды. После того как неустойчивость становится полностью развитой, анализ распространения фронта плавления демонстрирует аналогию с распространением фронта пламени в обычном реактивном веществе. Наконец, было показано, что внешнее механическое возбуждение устойчивой двумерной кристаллической структуры в комплексной плазме также может вызывать связь мод и приводить к плавлению плазменного кристалла. Ожидается, что в будущих исследованиях измерения дисперсии волн будут использоваться для получения количественной информации об ионных следах и количественной оценки скорости роста неустойчивости связанных мод.

Физика 2D систем в последнее время вызывает значительный интерес [68, 69]. Фундаментальное и прикладное значение соответствующих исследований обусловлено повсеместным присутствием двумерных многочастичных систем в природе, например, в атомных монослоях [70–73], тонких молекулярных плёнках на различных подложках [74–76], в системе электронов и ионов, захваченных на поверхностях и границах раздела [77, 78], вихрей в тонкоплёночных сверхпроводниках [79–81], коллоидных частиц на плоских границах и поверхностях [82–87], а также в комплексной (пылевой) плазме в наземных условиях [32, 57, 88]. 2D системы демонстрируют богатое разнообразие фазовых переходов и особенностей коллективных флуктуаций и явлений переноса благодаря усиленной роли дальнедействующих флуктуаций и ангармонизма (см. работы [44, 65, 83, 89–92] и источники в них). Тем не менее большинство предыдущих исследований было выполнено для случаев, близких к равновесию, в то время как неравновесное поведение всё ещё остаётся недостаточно изученным. Благодаря своей открытости, двумерные комплексные (пылевые) плазмы служат системами с регулируемым тепловым активационным поведением, что открывает уникальные возможности для будущих междисциплинарных исследований неравновесных фундаментальных явлений в родственных областях физики мягкой материи.

Благодарности. Настоящая работа частично поддержана Европейским исследовательским советом в рамках Седьмой рамочной программы Евросоюза (FP7/2007-2013), ERC Grant Agreement No. 267499, а также француско-немецкой программой РНС PROCOPE (проект No. 28444XH/55926142). Исследования, представленные в разделе 6, поддержаны Российским научным фондом, грант 17-19-01691.

Список литературы

1. Морфилл Г Е, Цытович В Н, Томас Г *Физика плазмы* **29** 3 (2003); Morfill G E, Tsytovich V N, Thomas H *Plasma Phys. Rep.* **29** 1 (2003)
2. Форттов В Е и др. *УФН* **174** 495 (2004); Fortov V E et al. *Phys. Usp.* **47** 447 (2004)
3. Fortov V E et al. *Phys. Rep.* **421** 1 (2005)
4. Morfill G E, Ivlev A V *Rev. Mod. Phys.* **81** 1353 (2009)
5. Kryuchkov N P et al. *Sci. Rep.* **9** 10483 (2019)
6. Kryuchkov N P, Brazhkin V V, Yurchenko S O *J. Phys. Chem. Lett.* **10** 4470 (2019)
7. Бражкин В В *УФН* **187** 1028 (2017); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **60** 954 (2017)
8. Бражкин В В *УФН* **189** 665 (2019); Brazhkin V V *Phys. Usp.* **62** 623 (2019)
9. Yakovlev E V et al. *J. Chem. Phys.* **151** 114502 (2019)
10. Клумов Б А *УФН* **180** 1095 (2010); Klumov B A *Phys. Usp.* **53** 1053 (2010)
11. Melzer A, Homann A, Piel A *Phys. Rev. E* **53** 2757 (1996)
12. Melzer A et al. *Phys. Rev. E* **54** R46 (1996)
13. Thomas H M, Morfill G E *Nature* **379** 806 (1996)
14. Schweigert V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 5345 (1998)
15. Nosenko V et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 025003 (2008)
16. Samsonov D, Zhdanov S, Morfill G *Phys. Rev. E* **71** 026410 (2005)
17. Vladimirov S V, Shevchenko P V, Cramer N F *Phys. Rev. E* **56** R74 (1997)
18. Vladimirov S V, Yaroshenko V V, Morfill G E *Phys. Plasmas* **13** 030703 (2006)
19. Ivlev A V, Morfill G *Phys. Rev. E* **63** 016409 (2000)
20. Qiao K, Hyde T W *Phys. Rev. E* **68** 046403 (2003)
21. Zhdanov S K, Ivlev A V, Morfill G E *Phys. Plasmas* **16** 083706 (2009)
22. Vladimirov S V, Nambu M *Phys. Rev. E* **52** R2172 (1995)
23. Vladimirov S V, Ishihara O *Phys. Plasmas* **3** 444 (1996)
24. Ishihara O, Vladimirov S V *Phys. Plasmas* **4** 69 (1997)
25. Melzer A, Schweigert V A, Piel A *Phys. Rev. Lett.* **83** 3194 (1999)
26. Ivlev A V et al. *Phys. Rev. X* **5** 011035 (2015)
27. Couëdel L et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 215001 (2009)
28. Yaroshenko V V, Ivlev A V, Morfill G E *Phys. Rev. E* **71** 046405 (2005)
29. Couëdel L et al. *Phys. Plasmas* **18** 083707 (2011)
30. Couëdel L et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 195001 (2010)
31. Williams J D et al. *Phys. Rev. E* **86** 046401 (2012)
32. Yurchenko S O et al. *Phys. Rev. E* **96** 043201 (2017)
33. Ivlev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 135002 (2014)
34. Steinberg V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4540 (2001)
35. Couëdel L et al. *Europhys. Lett.* **115** 45002 (2016)
36. Couëdel L et al. *Phys. Rev. E* **89** 053108 (2014)
37. Laut I et al. *Europhys. Lett.* **110** 65001 (2015)
38. Nosenko V et al. *Phys. Plasmas* **16** 083708 (2009)
39. Couëdel L et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 175001 (2012)
40. Röcker T B et al. *Europhys. Lett.* **106** 45001 (2014)
41. Rogers S S et al. *Phys. Biol.* **4** 220 (2007)
42. Feng Y, Goree J, Liu B *Rev. Sci. Instrum.* **78** 053704 (2007)
43. Nunomura S et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 035001 (2002)
44. Kryuchkov N P, Ivlev A V, Yurchenko S O *Soft Matter* **14** 9720 (2018)
45. Ivlev A V et al. *Phys. Rev. E* **68** 026405 (2003)
46. Liu B, Goree J, Feng Y *Phys. Rev. Lett.* **105** 085004 (2010)
47. Liu B, Goree J, Feng Y *Phys. Rev. Lett.* **105** 269901 (2010)
48. Röcker T B et al. *Phys. Plasmas* **19** 033708 (2012)
49. Röcker T B et al. *Phys. Plasmas* **19** 073708 (2012)
50. Röcker T B et al. *Phys. Rev. E* **89** 013104 (2014)
51. Menzel K O, Arp O, Piel A *Phys. Rev. E* **83** 016402 (2011)
52. Toth R, Taylor A F J. *Chem. Phys.* **125** 224708 (2006)
53. Kuramoto Y *Chemical Oscillations, Waves, and Turbulence* (Berlin: Springer-Verlag, 1984)
54. Laut I et al. *Phys. Rev. E* **93** 013204 (2016)
55. Ivlev A V et al. *Phys. Rev. E* **91** 063108 (2015)
56. Yakovlev E V et al. *Phys. Rev. E* **100** 0230203 (2019)
57. Kryuchkov N P et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 075003 (2018)

58. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Lifshitz E M, Pitaevskii L P *Physical Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
59. Couëdel L et al. *Phys. Rev. E* **97** 043206 (2018)
60. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* 4-е изд. (М.: Наука, 1988); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* 2nd ed. (Oxford: Pergamon Press, 1987)
61. Зельдович Я Б и др. *Математическая теория горения и взрыва* (М.: Наука, 1980); Пер. на англ. яз.: Zeldovich Ya B et al. *The Mathematical Theory of Combustion and Explosions* (New York: Consultants Bureau, 1985)
62. Dove M T *Introduction to Lattice Dynamics* (Cambridge Topics in Mineral Physics and Chemistry, Vol. 4) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
63. Ivlev A et al. *Astrophys. J.* **805** 59 (2015)
64. Hartmann P et al. *Phys. Rev. E* **72** 026409 (2005)
65. Kryuchkov N P, Khrapak S A, Yurchenko S O *J. Chem. Phys.* **146** 134702 (2017)
66. Nosenko V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 085001 (2004)
67. Nunomura S et al. *Phys. Rev. E* **68** 026407 (2003)
68. Рыжов В Н и др. *УФН* **187** 921 (2017); Ryzhov V N et al. *Phys. Usp.* **60** 857 (2017)
69. Рыжов В Н и др. *УФН* DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.04.038417>, в процессе подготовки; Ryzhov V N et al. *Phys. Usp.* DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.04.038417>, in preparation
70. Kim J H et al. *J. Phys. D* **52** 083001 (2018)
71. Wang S, Robertson A, Warner J H *Chem. Soc. Rev.* **47** 6764 (2018)
72. Wang H et al. *Adv. Mater.* **30** 1704382 (2018)
73. Lin C-Y et al. *ACS Nano* **11** 11015 (2017)
74. Gu Z-G, Zhang J *Coord. Chem. Rev.* **378** 513 (2019)
75. Becchi M, Giuntoli A, Leporini D *Soft Matter* **14** 8814 (2018)
76. Zhang Y et al. *J. Chem. Phys.* **149** 184902 (2018)
77. Levin Y, Flores-Mena J E *Europhys. Lett.* **56** 187 (2001)
78. Yurchenko S O et al. *Langmuir* **32** 11245 (2016)
79. Guillaumon I et al. *Nature Phys.* **5** 651 (2009)
80. Hoffmann A et al. *Phys. Rev. B* **77** 060506(R) (2008)
81. Jing Z, Yong H, Zhou Y *Supercond. Sci. Technol.* **31** 055007 (2018)
82. Grimes C C, Adams G *Phys. Rev. Lett.* **42** 795 (1979)
83. Khrapak S A et al. *J. Chem. Phys.* **149** 134114 (2018)
84. Pieranski P *Phys. Rev. Lett.* **45** 569 (1980)
85. Kelleher C P et al. *Phys. Rev. E* **92** 062306 (2015)
86. Aveyard R et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 246102 (2002)
87. Garbin V et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 108301 (2015)
88. Mikikian M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 075002 (2010)
89. Khrapak S A, Kryuchkov N P, Yurchenko S O *Phys. Rev. E* **97** 022616 (2018)
90. Khrapak S *AIP Adv.* **8** 105226 (2018)
91. Khrapak S, Klumov B, Couëdel L *Sci. Rep.* **7** 7985 (2017)
92. Semenov I L, Khrapak S A, Thomas H M *Phys. Plasmas* **22** 114504 (2015)

Experimental studies of two-dimensional complex plasma crystals: waves and instabilities

L. Couëdel^(1,2,a), V. Nosenko⁽³⁾, S. Zhdanov⁽³⁾, A.V. Ivlev⁽⁴⁾, I. Laut⁽³⁾, E.V. Yakovlev⁽⁵⁾, N.P. Kryuchkov⁽⁵⁾, P.V. Ovcharov⁽⁵⁾, A.M. Lipaev⁽⁶⁾, S.O. Yurchenko^(5,b)

⁽¹⁾ Physics and Engineering Physics Department, University of Saskatchewan, Saskatoon, S7N 5E2, Saskatchewan, Canada

⁽²⁾ CNRS, Aix Marseille Univ., PIIM, UMR 7345, 13397 Marseille 20, France

⁽³⁾ Institut für Materialphysik im Weltraum, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, D-82234 Weßling, Germany

⁽⁴⁾ Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, D-85741 Garching, Germany

⁽⁵⁾ Bauman Moscow State Technical University, ul. 2-ya Baumanskaya 5/1, 105005 Moscow, Russian Federation

⁽⁶⁾ Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, ul. Izhorskaya 13/19, 127412 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) lenaic.couedel@usask.ca, ^(b) st.yurchenko@mail.ru

A review of experimental studies on waves, phonon dispersion relations and mode coupling instability in two-dimensional complex plasma crystals is presented. An improved imaging method allowing the simultaneous measurements of the three waves modes (compression in-plane, shear in-plane and out-of-plane modes) is exposed. This method is used to evidence the formation of hybrid modes and the triggering of the mode coupling instability due to wake-mediated interactions. The main stages of the mode coupling instability are analysed. In the early stage, synchronisation of the microparticle motion at the hybrid mode frequency is reported. The spatial orientation of the observed synchronisation pattern correlates well with the directions of the maximal increment of the shear-free hybrid mode. When the instability is fully developed, a melting front is formed. The propagation of the melting front has similarities with flame propagation in ordinary reactive matter. Finally, it is experimentally demonstrated that an external mechanical excitation of a stable 2D complex plasma crystal can trigger the mode coupling instability and lead to the full melting of the two-dimensional complex plasma crystal.

Keywords: two-dimensional crystals, complex plasmas, instability, mode-coupling, collective fluctuations, tunable interactions, non-reciprocal interactions

PACS numbers: 52.27.Lw, **63.22. – m**, 64.70.dj

Bibliography — 92 references

Received 30 October 2018, revised 15 January 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (10) 1070–1083 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (10) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.01.038520>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.01.038520>