

Ионы бария в жидком гелии

I. Chikina¹, В. Шикин²

¹LIONS, NIMBE, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette 91191, France

²Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия

E-mail: shikin@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 24 июля 2017 г., после переработки 11 декабря 2017 г.
опубликована онлайн 27 марта 2018 г.

Обсуждаются различные свойства кластеров бария (заряженных либо нейтральных), внедренных в жидкий гелий. Предложена модель, в которой отдельный атом бария не образует отрицательного иона, а кластер, составленный из большого числа атомов бария, такой способностью обладает. В приложениях это свойство важно для объяснения наблюдаемых деталей в экспериментах с лазерной абляцией поверхности металлического бария в жидком гелии. Отмечена качественная разница в механизмах образования квазиодномерных цепей из металлической либо диэлектрической пыли при ее внедрении в сверхтекучий гелий. Для диспергированного металла хорошо «смотрится» дендритный сценарий пробоя в плоском конденсаторе с конечной разностью потенциалов между пластинами, заполненном металлической пылью. В диэлектрической задаче не удастся использовать дендритный механизм развития кластера. Здесь говорят об участии в сборе мелких частиц вихревых полей сверхтекучей жидкости. Однако детали этого механизма плохо согласуются с имеющимися наблюдениями. В работе намечается альтернатива вихревому сценарию образования длинных цепей с диэлектрическими звеньями.

Обговорюються різні властивості кластерів барію (заряджених або нейтральних), впроваджених в рідкий гелій. Запропоновано модель, в якій окремих атом барію не утворює від'ємного іона, а кластер, складений з великого числа атомів барію, такою здатністю володіє. У застосуваннях ця властивість важлива щодо пояснення деталей у експериментах з лазерної абляції поверхні металевго барію в рідкому гелії, які спостерігаються. Відзначено якісну різницю у механізмах утворення квазіодновимірних ланцюгів з металевго або діелектричного пилу при його упровадженні в надплинний гелій. Для диспергованого металу добре «виглядає» дендритний сценарій пробоя в плоскому конденсаторі з кінцевою різницею потенціалів між пластинами, який заповнено металевим пилом. У діелектричній задачі не вдається використовувати дендритний механізм розвитку кластера. Тут кажуть про участь в зборі дрібних частинок вихрових полів надплинної рідини. Однак деталі цього механізму погано узгоджуються з наявними спостереженнями. У роботі намічається альтернатива вихровому сценарию утворення довгих ланцюгів з діелектричними кільцями.

PACS: 71.10.–w Теории и модели многоэлектронных систем;

41.75.Cn Отрицательные ионные пучки;

41.75.Ak Положительные ионные пучки.

Ключевые слова: положительный ион, отрицательный ион, абляция, вихревая линия, жидкий гелий.

1. Введение

Свойства ионов бария, внедренных в сверхтекучий гелий, интересны с разных точек зрения. Большое внимание привлекает форма линии люминесценции Ba^+ с ее аномальным уширением (см., например, обзор [1] для примесей в жидком гелии, обзор [2] для примесей в твердом гелии). Специально для щелочноземельной группы атомов, включая барий, исследован вопрос о влиянии степени заряженности атома на его

спектральные характеристики [3,4]. Детально «разобраны на части» варианты образования квазиодномерных цепей при искусственном внедрении в гелий диэлектрической (кластеры льда) либо металлической (бария и других металлов) пыли (мелкодисперсная плазма этих материалов, включающая значительную фракцию нейтрального компонента). Уже первые эксперименты с абляцией атомов металлов в гелий [5] дали основание говорить о появлении в нем сложных кластеров. Аналогичные цепи возникают при внедре-

нии в гелий мелких кластеров диэлектрика [6–8]. Прямые наблюдения всплесков проводимости (и даже сверхпроводимости) в гелии с металлической пылью содержатся в [9]. Последние сведения относительно металлических кластеров в гелии собраны в [10]. Обнаружено метастабильное заряженное состояние (айсберг-эффект) вблизи границы твердый–жидкий гелий фазовой диаграммы [11–13] и т.п.

Среди вопросов барьерной тематики в жидком гелии — возможность существования отрицательных ионов бария. Известный общий запрет на этот счет в теории отрицательных ионов (элементы с замкнутыми оболочками не образуют отрицательных ионов [14,16]) не мешает появлению среди фрагментов абляции отрицательно заряженных кластеров бария. Парадокс разрешается, если учесть, что в имеющихся измерениях встречаются кластеры разной формы и состава по N (N — полное число атомов бария в данном кластере): от моноатомных с $N = 1$ до массивных с $N \gg 1$. Располагая моделью, в которой индивидуальный атом отрицательного иона не образует, надо показать, что в рамках тех же модельных предположений для одноатомной задачи «массивный» предел $N \gg 1$ содержит конечную вероятность «прилипания» электрона к нейтральной основе с образованием $ion^{(-)}$. В этом — один из результатов предлагаемой работы.

Продолжая тему, качественно интересна структура возникающих при лазерной абляции поверхности металла в гелии массивных (с $N \gg 1$) проводящих кластеров, взаимодействующих с отдельными ионами. Эксперименты [5–10] однозначно говорят о том, что атомы бария, сорванные лазерным пучком с поверхности металла, образуют в сверхтекучей жидкости нитеобразные структуры. Существующее объяснение этих красивых явлений предполагает участие в образовании металлических нитей вихревых полей квантовой жидкости [8,9]. Данная работа, ориентируясь на [10], расширяет круг возможностей сбора ионной «пыли» в мезоскопические кластерные образования, уточняя ряд важных деталей в структуре их формирования.

Остается дискуссионной задача об аномальном уширении формы линии люминесценции Ba^+ по сравнению с его вакуумным значением (см. обзоры [1,2] на этот счет с привлечением пузырькового эффекта, *bubble effect*). «Пузырьковая» точка зрения попала в разряд дискуссионных сообщений об отсутствии барьера при внедрении ионов Ba^+ и цезия в капли жидкого гелия [16,17].

2. О формировании отрицательных ионов в задачах с разными значениями N

1. Отрицательными принято называть ионы, возникающие при взаимодействии электронов с отдельным нейтральным кластером: атомами или молекулами различной степени сложности (см., к примеру, книги Мессе

[14], Смирнова [15]). Эффективный потенциал взаимодействия $V_\alpha(r)$ лишнего электрона с нейтральным атомом, включающий самосогласованное поле атома и обменное взаимодействие, имеет на больших расстояниях от затравочного центра степенной характер:

$$V_\alpha(r) = -\alpha e^2 / 2r^4, \quad r \gg a_B. \quad (1)$$

Здесь α — поляризуемость нейтрального атома (индекс « α » подчеркивает связь $V_\alpha(r)$ с классическим поляризационным), r — расстояние между центрами атома и заряда, a_B — боровский радиус. Способностью присоединять к электронной «шубе» добавочный электрон обладают атомы, у которых внешняя оболочка не заполнена. Для полностью «упакованных» атомов взаимодействие с внешним электроном носит характер отталкивания; вследствие этого щелочноземельные металлы, имеющие заполненную внешнюю s -оболочку из двух электронов, и инертные газы, имеющие замкнутую оболочку из шести p -электронов, не имеют отрицательных ионов (ниже $ion^{(-)}$).

Как правило, задача о свойствах $ion^{(-)}$ многоэлектронна (различные формы вариационного приближения [14,15]). Ниже обсуждается возможность ее решения в упрощенных, одноэлектронных терминах с использованием взаимодействия $V_\alpha(r)$ (1) в форме

$$V_\alpha(r) = \begin{cases} V_0 > 0 & r \leq a, \\ -\alpha e^2 / 2r^4 & r > a. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь a — эффективный радиус атома в одноэлектронном приближении. Одноэлектронная версия (2) удобна для обобщения на случай массивных кластеров с $N \gg 1$.

Потенциал (2) имеет знак притяжения. В этих условиях избежать локализации электрона на притягивающем центре можно лишь в надежде на граничные условия. Рассмотрим сначала предел $V_0 \rightarrow \infty$, так что

$$\psi_{\leftarrow}(r = a) = 0, \quad \psi_{\rightarrow}(r)|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (3)$$

Здесь $\psi_{\leftarrow}(r)$ — волновая функция на малых расстояниях от центра иона в области $a < r < \lambda$, $\psi_{\rightarrow}(r)$ — ее асимптотика вдали от центра, a — радиус, на котором обращается в нуль волновая функция. Радиус a имеет масштаб боровского a_B , но не обязательно равен ему, являясь одним из подгоночных параметров теории. Длина λ определена формулами (4). Разделение волновой функции на две составляющие оказывается удобным в методе, называемом приближением логарифмической сшивки.

Приближение асимптотической (логарифмической) сшивки, эффективно работающее в разных конкретных приложениях квантовой механики (см., например, Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц «Квантовая механика», общие свойства амплитуды рассеяния на центрально-симметричном рассеивающем потенциале), удобно для

анализа свойств основного состояния электрона в потенциале (2). Методика позволяет разбить общее решение волнового уравнения на две части: $\psi_{\leftarrow}(r)$ и $\psi_{\rightarrow}(r)$, в каждой из которых допускаются упрощения. В нашем случае

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla \psi_{\leftarrow}(r) - V_{\alpha}(r) \psi_{\leftarrow}(r) = 0, \quad a \leq r \leq \lambda, \quad (4)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla \psi_{\rightarrow}(r) + E \psi_{\rightarrow}(r) = 0, \quad \lambda \leq r \leq \infty. \quad (5)$$

Здесь m — масса электрона, E — требующая определения энергия собственного состояния для электрона в потенциале (2).

Решения (4), (5) должны асимптотически сшиваться между собой в зоне $r \sim \lambda$ (иначе нет общего решения), что и послужило основанием называть данную методику асимптотической.

Волновая функция $\psi_{\leftarrow}(r)$ из (4), условно именуемая внутренней, имеет вид

$$\psi_{\leftarrow}(r) = A \sin \frac{\lambda}{r} + B \cos \frac{\lambda}{r}, \quad \lambda = \sqrt{\alpha/a_B},$$

$$a_b = \hbar^2/m_e^2, \quad (6)$$

причем в условиях $V_0 \rightarrow \infty$ согласно (3)

$$\psi_{\leftarrow}(r=a) = 0, \quad A = -B \operatorname{ctg} \frac{\lambda}{a}, \quad (7)$$

На больших расстояниях

$$\psi_{\rightarrow}(r) = C \frac{\exp(-\kappa r)}{r}, \quad \kappa^{-1} = \sqrt{-\frac{\hbar^2}{2mE}}, \quad (8)$$

где E — энергия связи (отрицательная).

Решения (6), (7) сшиваются асимптотически,

$$\psi_{\leftarrow}(r \geq \lambda) = A \frac{\lambda}{r} + B, \quad \psi_{\rightarrow}(r < \kappa^{-1}) = C \frac{(1-\kappa r)}{r}, \quad (9)$$

или

$$A\lambda = C, \quad B = -C\kappa,$$

так что на выходе вместе с (7)

$$\kappa = \frac{1}{\lambda \operatorname{ctg}(\lambda/a)}. \quad (10)$$

Имеет смысл подчеркнуть, что анализ (2)–(10) свойств основного состояния удобен своей аналитической доступностью. Свойства волнового уравнения с потенциалом (1) изучены в достаточно общем виде, но требуют информации о спецфункциях математической физики, имеющих, в основном, численное представление (см. Приложение).

Еще один комментарий касается соотношения между длинами λ и a . Формально на атомном уровне это отношение произвольно, меняясь от $\gamma = \lambda/a \ll 1$ до значений $\gamma \gg 1$. С этими асимптотиками приходится сталкиваться, например, в задаче о поведении свободного электрона в криогенных средах (см. обзор [18]). В данном случае манипуляции с параметром γ позволяют судить о существовании хотя бы одного локального состояния на потенциале (2). В самом деле, возникающий для κ ответ (10) не физичен. Так, со стороны малых $\lambda/a \ll 1$ в этой области согласно (10) $\kappa \rightarrow a^{-1}$. А по смыслу должно быть $\kappa \rightarrow 0$.

Проблемы с интерпретацией (10) дают основание полагать, что одноэлектронная задача с потенциалом (2) и граничными условиями (3) не имеет связанного состояния. Напомним в связи с этим, что граничные условия (3) успешно использовались в ряде задач для объяснения деталей поведения свободных электронов в криогенных средах (как и в случае щелочных металлов, криогенные атомы не образуют отрицательных ионов в смысле [14,15] (см. обзор [18]).

2. Убедительность модели возрастает, если можно сформулировать условия, в которых локализация электрона все же происходит. С этой целью позволим электрону проникать в зону $V_0 > 0$, заменив условие (3) требованием

$$\psi'_{\leftarrow}(r=a) = 0. \quad (11)$$

В результате для функции $\psi_{\leftarrow}(r)$ (6) с учетом (11) имеем

$$A = B \operatorname{tg} \frac{\lambda}{a}. \quad (12)$$

Продолжая в духе (9), находим

$$\kappa = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg}(\lambda/a)}. \quad (13)$$

Результат (13) содержит необходимые признаки локализации хотя бы в одно (основное) состояние. Процесс оказывается пороговым

$$\lambda/a \geq \pi/2. \quad (14)$$

В области $\lambda/a > \pi/2$, когда тангенс из (13) меняет свой знак, начинается локализация (рост κ с увеличением $\lambda/a > \pi/2$).

Формулы (11)–(14) важны для акцепторной части статистики электронных полупроводников, которая строится с привлечением донор-акцепторной симметрии. Каждое из равновесных свойств слаболегированного мелкими донорами полупроводника n -типа находит свое симметричное отражение среди характеристик слаболегированного мелкими акцепторами полупроводника p -типа (см. [19]). Параметрами идеальной теории являются энергия $E_g \gg T$, положения донорного E_d и

акцепторного E_a уровней в запрещенной зоне собственного полупроводника, объемные плотности n_d , n_a этих дефектов и температура T . По определению уровни E_d и E_a считаются мелкими, если $|E_d|$ или $|E_a|$ гораздо меньше E_g . Из ожидаемой аналогии с \pm -ионами в вакууме можно говорить о соответствии дна зоны проводимости положению уровня вакуума в атомной статистике и невозможности для уровня E_d располагаться выше этого дна (связанное состояние электрона в атоме по определению ниже вакуумной границы).

Гипотеза о донор-акцепторной симметрии переносится и на структуру самих примесных центров. Так, если свойства мелкого донора трактуются с привлечением эффективной модели атома Бора (протон с электроном, удерживаемым кулоновским взаимодействием на эффективном боровском расстоянии), для акцептора приходится говорить о тяжелой отрицательной затравке, удерживающей дырку (систему дырок) полупроводника [19]. Искусственность в построении антиборовского кластера дает основания полагать, что донор-акцепторная симметрия идеальной статистики имеет свои рамки, за пределами которых она нарушается.

Реально акцепторные свойства примеси в слаболегированном полупроводнике могут быть поняты с использованием механизма их формирования в атомной статистике (см. [14,15] и формулы (11)–(14)). Как отмечено в этих источниках, за образование $ion^{(-)}$ в вакууме отвечает притягивающий обменный потенциал $V_\alpha(r)$ (2) вместе с граничным условием (11). Остается перенести атомные рассуждения в полупроводящие условия, и мы уже в шаге от возможного понимания акцепторных свойств нейтральных примесей, внедренных в собственный полупроводник. Детали требуют специального рассмотрения, выходящего за рамки данной работы.

3. Рассмотрим массивные кластеры с $N \gg 1$. В условиях гелиевой абляции на стадии аморфизации речь может идти о металлических образованиях сферической (цилиндрической) формы с геометрически резко определенной границей. В этих условиях поляризационная задача (2), (3) трансформируется. Ансамбль атомов бария, желающий вернуться в металлическое состояние, собирается в отдельные кластеры с конечными значениями $N \gg 1$, демонстрирующие металлические свойства (механизмы образования таких проводящих скоплений обсуждаются ниже). При этом поляризуемость α индивидуального металлического атома «складывает» свои полномочия, имея альтернативой диэлектрическую постоянную металла, $\epsilon \rightarrow \infty$. Внешний электрон, теряя возможность взаимодействовать с каждым из атомов кластера по отдельности, оказывается под влиянием гораздо более интенсивного коллективного взаимодействия, именуемого потенциалом силы изображения на границе металл–вакуум.

Сила изображения между заряженной нитью и цилиндрически симметричным диэлектриком (аналогичная задача для сферической геометрии не решается аналитически) [20]

$$F(r, R) = \frac{2q^2(\epsilon_1 - \epsilon_2)R^2}{\epsilon_1(\epsilon_1 + \epsilon_2)r(R^2 - r^2)}, \quad (15)$$

q — заряд на единицу длины нити, R — радиус цилиндра, ϵ_1 , ϵ_2 — значения диэлектрических постоянных контактирующих сред, $F > 0$ отвечает отталкиванию. В данном контексте важно, что сила F квадратична по q . Другими словами, притяжение, имеющее по своей природе поляризационное происхождение вида (1), на макроуровне всегда (независимо от знака заряда) ведет к его локализации на поверхности диэлектрика (металла).

Для электрона вблизи границы пар–жидкость, когда барьер на ее границе бесконечен, а граничное условие для волновой функции электрона $\psi(z, r)$ подчеркивает невозможность его проникновения в жидкое полупространство на границе $z = 0$, электрон прекрасно локализуется, имея волновой функцией основного состояния выражение [21]

$$\begin{aligned} \psi(z, r) &= f_1(z) \exp(ikr), \quad f_1(z) = 2\gamma^{3/2} z \exp(-\gamma z), \\ \gamma &= m\Lambda/h^2, \quad \Lambda = \frac{e^2(\epsilon - 1)}{4(\epsilon + 1)}, \\ \psi(z, r) &= f_1(z) \exp(ikr)|_{z=0} = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная жидкости. В отличие от (3), нулевое граничное условие (16) не мешает локализации электрона вблизи границы пар–жидкость, участвуя в формировании системы поверхностных электронов вдоль этой границы.

Здесь же отметим, что конечная поляризуемость отдельного металлического атома превращается в бесконечность для шарика, если дебаевская длина меньше радиуса шара.

Примеры макроскопического взаимодействия кластеров бария с отрицательными зарядами (15), (16) обсуждаются ниже.

3. Металлические кластеры бария в жидком гелии

Модельные примеры кластеров разной геометрии из предыдущего раздела находят свое воплощение в коллективных явлениях, сопровождающих кинетику релаксации плазменного облака абляционного происхождения. Некоторые характерные проблемы коллективизации атомов бария в мезокластеры с участием сверхтекучего гелия рассмотрены ниже.

1. Основной результат предыдущего раздела об отсутствии отрицательных ионов бария и возможных

способах количественного описания этого известного явления проявляется на деле в оптической части исследований. Эксперименты содержат много данных о деталях спектра положительных ионов в вакууме, жидком и твердом гелии (см. [1,2]). И ничего (по известным, в том числе и отмеченным выше, причинам) — об отрицательных ионах.

Еще одно замечание, имеющее прямое отношение к сказанному выше, касается транзитной области $1 \leq N \leq \infty$, где можно было бы уловить переход от малых к большим значениям N , также выпадает из рассмотрения в рамках задач с абляцией. Дело в том, что это возмущение является в основном тепловым с двумя последовательными фазовыми переходами: из газа в жидкость и далее в твердое тело. Оба перехода относятся к 1-му роду и сопровождаются зародышевыми явлениями. Не имеет смысла оценивать масштабы зародышей в условиях, далеких от квазиравновесных. Но допустить наличие критического зародыша радиуса R_c , содержащего конечное число атомов бария, вполне логично. Как следствие, наблюдаемые в гелии кластеры бария вполне макроскопичны, взаимодействуя с зарядами (15), (16). Что касается характерных размеров R нейтральной фракции бария, они находятся в окрестности

$$R \geq R_c \gg a_B. \quad (17)$$

Ансамбль таких капель в жидком гелии не претерпевает изменений (как это происходит в нормальных условиях с диффузией и коалесценцией), сохраняя фиксированные размеры (17) начальной стадии взаимодействия бариевой плазмы.

Наличие в продуктах абляции заметной нейтральной составляющей (либо нейтральной дроби, слегка заряженной одиночными ионами) косвенно обнаруживается, исходя из данных [10] (см. рис. 2, 5 этой работы). Речь идет о возможности визуальных наблюдений за квазимикроскопическими формированиями в виде подвижных цепочек разной длины, имеющих в поперечном сечении размеры $R \gg a_B$. В любых сценариях возникновения цепей в гелии их формирование до уровня $R \gg a_B$ нуждается в больших объемах «строительного» материала, чего невозможно добиться аннигиляцией зарядов, проникающих в процессе абляции под уровень жидкого гелия. Здесь же следует упомянуть малую вероятность образования нейтральной составляющей непосредственно в жидком гелии. Как показывают прямые эксперименты [13,14] и их трактовка [15], аннигиляция ионов разных знаков с образованием нейтрального продукта непосредственно в гелии крайне затруднена.

2. Как уже говорилось, искусственно созданная бариевая плазма в жидком гелии, остывая, должна возвращаться в металлическое состояние с образованием

аморфных кластеров разной формы. Специфика гелия заключается в том, что разлетающиеся из центра абляции ее достаточно энергичные фрагменты (как заряженные, так и нейтральные) с большой вероятностью возбуждают вокруг себя вихревые кольца, автоматически связываясь с ними [22]. Каждое из колец наряду с затравочным кластером, скорость которого превышает критическую, вихреобразующую, притягивает и другие, менее энергичные составляющие абляции, способствуя образованию квазиодномерных цепочек из металлических «бусинок» (авторство идеи разделяют работы [6–9]). Фрагменты одномерных проводящих структур в жидком гелии приведены на рис. 1 (взято из [9]). Реально их наличие обнаруживается авторами [9] появлением конечной проводимости между контрольными электродами в зоне абляции и с привлечением в дальнейшем специальной процедуры: высушиванию гелиевой ванны с последующим исследованием металлических кластеров, оседающих на диэлектрической подложке.

Однако детали завершающей стадии процесса «коллективизации» проводящей пыли, представленные на рис. 1, нуждаются в модификации. Если дробинки имеют между собой конечные интервалы (лишь в этом случае возникает притяжение фрагментов конечных размеров к оси вихревого поля за счет разности давлений Бернулли на поверхности бусинки), сухой остаток трека, возникающий при испарении жидкого гелия, не может быть проводящим (именно так проявляют себя в [8,9] проводящие свойства цепочки в целом). При наличии проводящих контактов между звеньями цепочки вдоль оси вихревой нити пропадает само понятие син-

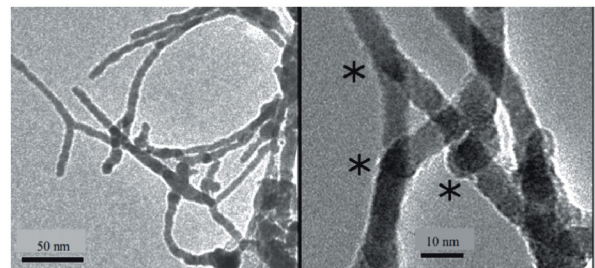


Рис. 1. Фрагменты проводящих нитей на твердой подложке при испарении жидкого гелия из кюветы, подвергнутой объемной абляции [9]. Клубок нитей в левой части содержит окончания (обрывы) цепочек, что невозможно при их чисто вихревом происхождении. Правая часть — увеличение левой фотографии примерно в пять раз. Звездочками отмечены пересечения, имеющие смысл точечных контактов, способствующих появлению макропроводимости между контрольными электродами с заданной разностью потенциалов (предусмотрено в ячейке [9]). Обращает на себя внимание однородность звеньев цепей. Это, характерное для всех цепных образований в гелии свойство, возможно, связано с их фазовым зарождением в окрестности критического радиуса R_c (17).

гулярного вихревого поля, удерживающего звенья цепи на оси вихря. Да и сами цепи теряют возможность иметь форму оборванных отрезков (как это видно на рис. 1, левая часть). Нужен сценарий, объясняющий конечную проводимость σ_{\parallel} цепи и ее же конечную изгибную жесткость, также наблюдаемую экспериментально. Цепочка из точно (шарнирно) контактирующей дроби такой жесткостью не обладает.

Кроме примеров из механики (равновесная форма «тяжелой» цепи [23]), вопрос о поперечной (изгибной) жесткости наблюдаемых нитей (рис. 1) всплывает при анализе свойств среднеквадратичной флуктуации расстояния $\langle \tilde{R}^2 \rangle$ между концами цепочки общей длины $L > 0$ [24]

$$\langle \tilde{R}^2 \rangle = 2 \left(\frac{a}{T} \right)^2 \left[\frac{LT}{a} - 1 + \exp(-LT/a) \right], \quad \frac{2}{a} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}, \quad (18)$$

где локальная жесткость a связана с изгибными свойствами прямолинейной нити

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \sum_{ik} a_{ik} \rho_i \rho_k, \rightarrow F_0 + \frac{1}{2} (a_1 \rho_1^2 + a_2 \rho_2^2), \quad (19)$$

ρ_i — компоненты двумерного радиуса вектора, определяющие малые отклонения формы линейного дефекта от положения равновесия. Очевидно, если компоненты $a_{ik} \rightarrow 0$,

$$a_{ik} \rightarrow 0, \quad \langle \tilde{R}^2 \rangle \rightarrow 0. \quad (20)$$

Другими словами, если $a_{ik} \rightarrow 0$, то, согласно (17) $\langle \tilde{R}^2 \rangle \rightarrow 0$, т.е. длинные молекулы с большой вероятностью смыкаются в кольца, чего не наблюдается экспериментально: см. рис. 1 и рис. 2.

3. Положение дел меняется, если абляция организована в зоне с конечным электрическим полем. В работе [9] это поле присутствует между измерительными электродами в ожидании проявления конечной проводимости. Авторы [10] используют вертикально организованную ячейку с абляцией в вакууме, границей паржидкость между верхним и нижним управляющими электродами, дающими возможность вводить в гелий заряды разных знаков.

В задачах с полем более естественно говорить не о вариантах формообразования (нитевидном или других более рациональных с точки зрения минимизации энергии взаимодействия ансамбля нейтральных примесей с гелием), а о способности фрагментов абляции к переносу доступными средствами заряда с одного электрода на другой. Речь идет о варианте пробоя, ближайшим аналогом которому является образование молнии между двумя электродами в конденсаторе, заполненном грозовой смесью капель. Этот, для определенности, дендритный сценарий развивается самоорганизацией одномерного,

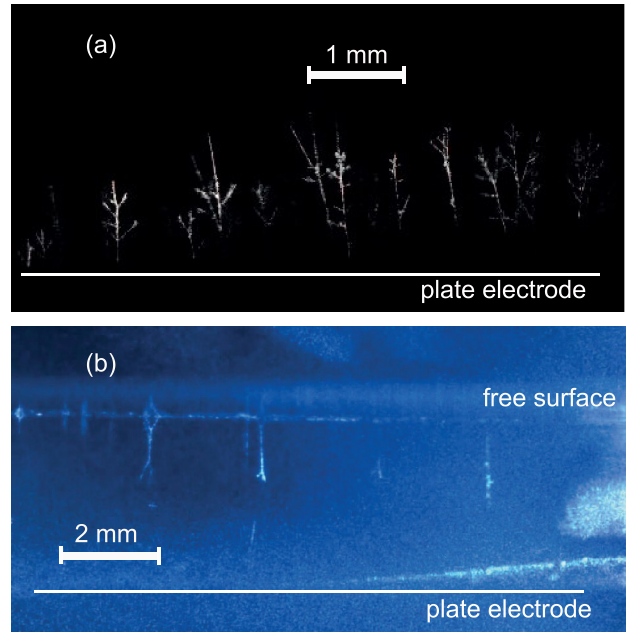


Рис. 2. Примеры динамики заряженных обрывков нитей в стационарном электрическом поле [10], возникающих при обрыве по разным причинам затравочного одномерного дендрита с основанием на проводящем дне кюветы. Хорошо видны сильно поляризованные фрагменты нитей вблизи металлической подложки на дне гелиевой кюветы, заряженные благодаря омическому контакту с металлическим дном растущего за счет нейтральной пыли дендрита. Нейтральная фракция генерируется плазменной абляцией металлического образца, осуществляемой в вакууме вблизи границы паржидкость–пар (*shuttle effect*). Отметим также появление на обрывках дендритов первых следов ветвления (б).

хорошо проводящего канала, основание которого связано с одним из электродов. Другой конец (для грозы — «лидер молнии») с большим сосредоточенным зарядом притягивает к себе проводящие фрагменты окружающего облака примесей, обеспечивая в такой кинетике свое продвижение к электроду противоположного знака.

Детали поведения дендритного канала (его поперечные размеры и скорость продвижения «лидера молнии» к электроду противоположного знака) зависят от структуры его проводящей части (в нашем случае речь идет о цепочке дробинки радиуса $R \geq R_c$, омически связанных между собой и дном гелиевой кюветы) и свойствами вершины с ее повышенными возможностями к сбору «строительного» материала (в данном случае нейтральных дробинки, движущихся под действием силы тяжести из зоны абляции к металлическому дну). В начальной стадии, пока вертикально ориентированный дендрит (геометрия, реализованная в [10]) реально квазиодномерен, его свойства хорошо аппроксимируются свойствами вытянутого вдоль силовых линий электрического поля нейтрального проводящего эллипсоида во

внешнем поле E . Такой эллипсоид с геометрическими параметрами $L \gg R$ загружается электронами до состояния с дипольным моментом P_E [20]

$$P_E = E \frac{v}{4\pi n_{\parallel}}, \quad v = 4\pi LR^2/3, \quad E = V/L_0, \quad L \gg R, \quad (21)$$

$$n_{\parallel} = \frac{1-\varepsilon^2}{2\varepsilon} \left(\ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} - 2\varepsilon \right), \quad \varepsilon = \sqrt{1-R^2/L^2},$$

L_0 — расстояние между внешними электродами с разностью потенциалов V , проводящая плоскость разрезает тело дендрита пополам, его размеры $L \gg R$ и $R \geq R_c$ оцениваются визуально данными рис. 2. Величина R_c имеет смысл критического зародыша из (17).

Следующая задача — определение скорости роста dL/dt одномерного дендрита при фиксированном внешнем поле E и заданном потоке нейтральной дробинки плотности n сверху вниз из зоны абляции к нижнему электроду, радиуса R_0 отдельной дробинки и закона Стокса для подвижности отдельной дробинки [25].

Кинетика роста заключается в следующем. На эллипсоид сверху налетают дробинки. Они поляризационно взаимодействуют с зарядом $Q = P_E/L$ на вершине дендрита. В результате часть из них из области с радиусом захвата $\tilde{R} > R_0$ «падает» на вершину. Эта прибыль дробинки и определяет рост дендрита. Остальное пролетает мимо. Задача сводится к определению сечения захвата $\sigma = \pi \tilde{R}^2$.

Для определения \tilde{R} есть все необходимое. Известно, что дробинка движется вниз под действием силы тяжести. Каждая дробинка притягивается к заряженной вершине дендрита за счет поляризационного взаимодействия $V_{\alpha}(r)$, аналогичного (1), с зарядом Q

$$V_{\alpha}(r) = -\frac{\alpha_* Q^2}{2r^4}, \quad Q = P_E/L, \quad (22)$$

α_* — поляризуемость отдельной дробинки.

Формулу (22) надо уточнить по отношению к α_* . Энергия диполя d в электрическом поле E есть

$$V_d = (\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}) \quad (23)$$

Получим далее с помощью (21) величину наведенного диполя d металлической капли в однородном поле E , если металл имеет вид сферы радиуса R . Для шара работает та же формула (21). Только $v = 4\pi R^3/3$ и $n_{\parallel} = 1/3$. В результате

$$d = E \frac{v}{4\pi n_{\parallel}} = E \frac{4\pi R^3/3}{4\pi/3} = ER^3. \quad (24)$$

Учитывая определение $E = Q/r^2$, имеем с помощью (23) вместо (22)

$$V_d = -R^3 Q^2 / r^4. \quad (25)$$

Эта формула заменяет (22). Ожидаемо, что $\alpha_* \rightarrow R^3$. Отсутствие коэффициента 1/2 — следствие приближения (24).

При анализе движения дробинки в силовых полях: гравитация + $V_{\alpha}(r)$ из (25) — надо пользоваться законом Стокса [25]

$$6\pi R \eta v = Mg + dV_{\alpha}/dr. \quad (26)$$

Здесь v — локальная скорость дробинки, η — вязкость гелия, M — эффективная масса отдельной дробинки.

Задача (22)–(26) определена полностью. Речь идет о вязком варианте расчета сечения захвата $\sigma = \pi \tilde{R}^2$ для системы частиц плотности n_{dr} , налетающих на притягивающий центр поляризационного происхождения V_d (25).

В представленном виде задача о значении $\sigma_{tr} = \pi \tilde{R}^2$ пока не решена. Для качественных заключений, на которые претендует данная работа, можно использовать упрощения, возникающие в зоне с

$$dV_{\alpha}/dr > Mg, \quad (27)$$

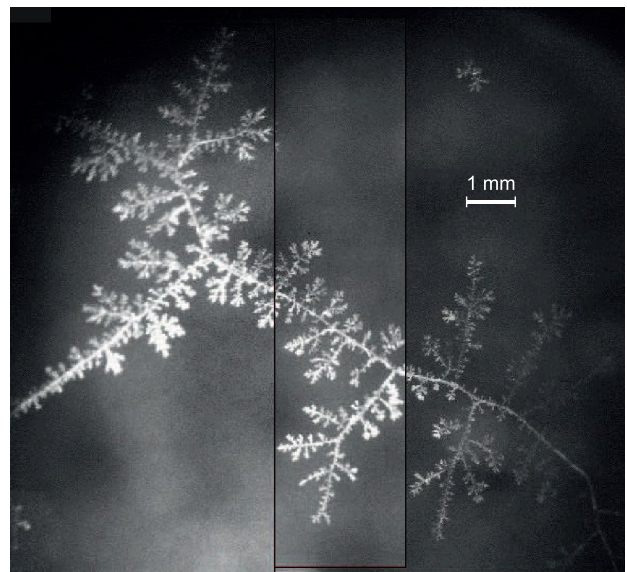


Рис. 3. Двумерная проекция 3D дендрита на фото, сфокусированном на плоскость вблизи поверхности гелия при абляции с поверхности металлического бария вблизи границы пар–жидкость в условиях отличного от нуля электрического поля, направляющего положительные ионы бария вглубь жидкости [10]. Отдельные ветви дерева максимально ортогональны между собой (следствие сильного кулоновского отталкивания). По этой же причине крона должна была бы демонстрировать стремление к цилиндрической симметрии вокруг корневого ствола, привязанного ко дну кюветы. Вместо этого просматривается влияние кристаллографии, факт, не имеющий пока объяснения.

где гравитация становится мало существенной, и задача о падении дробинки на вершину дендрита превращается в механическую, центрально-симметричную. В этом приближении оказывается возможным использование известных результатов для подвижности электронов в газовых средах [26]. Один из них касается определения сечения захвата заряда σ_{tr} на притягивающий центр вида (1)

$$\pi\tilde{R}^2 \rightarrow \sigma_{tr} = \pi \sqrt{\frac{2\alpha Q^2}{M_B v_\infty^2}}, \quad \alpha \rightarrow R^3. \quad (28)$$

Здесь Q — заряд на вершине эллипсоида из (22), α — поляризуемость отдельного атома бария в смысле (25), M_B — масса отдельной дробинки бария, v_∞ — стационарная скорость дробинки в поле силы тяжести из формулы (26) на большом расстоянии от вершины дендрита.

Располагая (28), можно строить уравнение неразрывности вида

$$dL/dt = \hat{M}(L), \quad (29)$$

определяющее скорость роста дендрита. Здесь \hat{M} — некий оператор, зависящий от $L(t)$.

Общее число дробинок, собираемое на вершине

$$n_{dr} \pi \tilde{R}^2 v_\infty, \quad (30)$$

где n_{dr} — плотность газа дробинок, оседающая в зоне абляции.

Скорость строительства дендрита

$$\pi R^2 n_{ell} dL/dt, \quad n_{ell} \approx R^{-3}, \quad (31)$$

n_{ell} — плотность дробы в теле дендрита.

Баланс потоков (соотношение (29), составленное из вкладов (30), (31))

$$\pi R^2 n_{ell} dL/dt = n_{dr} \pi \tilde{R}^2 v_\infty, \quad R^{-1} dL/dt = n_{dr} \tilde{R}^2 v_\infty \quad (32)$$

или

$$dL/dt = \frac{R}{\pi} n_{dr} \sqrt{\frac{2R^3 Q^2}{M_B}}. \quad (33)$$

Интересно, что из уравнения (33) выпала скорость v_∞ .

Остается решить дифференциальное уравнение от носительной $L(t)$ с начальным условием

$$L(0) \approx R \quad (34)$$

и сравнить результаты для $L(t)$ с имеющимися наблюдениями.

Очевидно, дендрит (21)–(34) не требует участия вихревых возмущений в своем росте (очередные нейтральные дробинки присоединяются к его вершине при

спокойном, ламинарном состоянии гелиевой ванны), естественно объясняет наблюдаемый *shuttle effect* [10], может расти, перекрывая интервал между контрольными электродами в [9] и расстояние от металлического дна до границы пар–жидкость в ячейке [10]. Все эти эффекты сравнительно просто объясняются, но трудно доказуемы. В последнем случае при длительной экспозиции и при соучастии гравитационных сил дендрит, достигая свободной поверхности гелия, образует ветвистое дерево, проекция которого в направлении снизу вверх изображена на рис. 4.

4. Причины ветвления заслуживают специального обсуждения. Одна из них лежит «на поверхности». Увеличение контакта кроны дерева с границей пар–жидкость ведет к росту полного тока через систему ветвей (технически это реализуется туннелированием электронов из кроны дерева в вакуум (как и электронов из пузырьков, прижатых к поверхности гелия [21]). Но ветви на основном стволе появляются раньше, чем он достигнет поверхности гелия (см. зарождение этого явления на рис. 2). Нужны внутренние причины, способствующие ветвлению.

Возможный сценарий ветвления определяется особенностями транспорта в низкоразмерных системах. Пусть, например, ток плотности j_x протекает в 2D проводящей системе. Его наличие ведет к нарушению пространственной однородности электронной плотности. Для закона Ома в форме

$$j_x = \text{const} = \sigma_{xx} d\varphi/dx, \quad \varphi'(x) = \frac{e}{\kappa} \int_{-l}^{+l} \frac{\delta n_0(s) ds}{x-s}, \quad (35)$$

при использовании ячейки Корбино без управляющего электрода

$$\delta n_0(x) = \frac{\kappa j_x}{\pi e \sigma_{xx}} \frac{x}{\sqrt{l^2 - x^2}}, \quad (R_2 - R_1)/(R_2 + R_1) \ll 1. \quad (36)$$

Здесь $2l$ ширина 2D проводящей части диска, индекс δn_0 подчеркивает отсутствие в (35) диффузионной составляющей тока. Очевидно, если интервал $2l$ удовлетворяет требованию

$$\delta n_0(+l) \approx n_0, \quad (37)$$

на одном из концов интервала $-l \leq x \leq +l$ плотность электронов в канале обращается в ноль, и низкоразмерный проводник с током приобретает особенность, влияющую на вольт-амперную характеристику.

В одномерных системах эффекты (36), (37) должны быть выражены гораздо ярче. Появление тромба в центральной части одномерного дендрита резко меняет центр притяжения, собирающего нейтральную дробь, создавая условия для роста ветвей по отношению к его основному стволу.

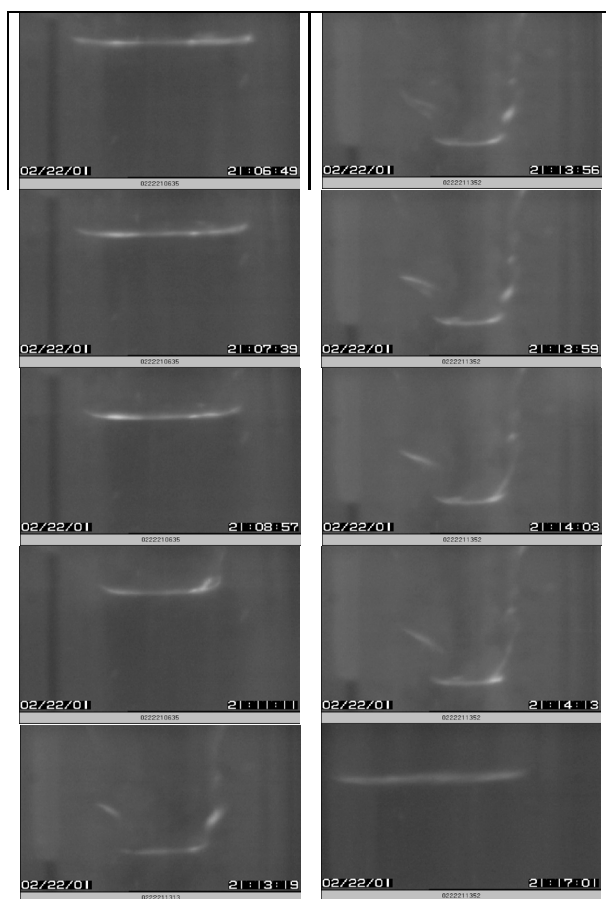


Рис. 4. Цикл образования кластера аморфного фирна (ледяная зернистая крошка) на поверхности гелия в ампуле, имеющей размеры ~ 1 см. Источник фирна над поверхностью гелия работает в стационарном режиме. В начале цикла возникает кромка льда (припай) на стыке вакуум–стекло–гелий. В дальнейшем с поступлением новых порций фирна поверхность гелия согласованно прогибается, способствуя образованию кластера (поплавка) из зерен фирна в центральной части ампулы. Наблюдаемой оказывается лишь деформированная граница лунки, заполненной фирном. Зона деформации лунки явно оторвана от стенок ампулы (решение задачи о механическом равновесии для тяжелого поплавка, удерживаемого на поверхности жидкости силами поверхностного натяжения, формулируется для бесконечной границы; при этом деформация захватывает область порядка капиллярной постоянной жидкости, заметно меньшей, чем радиус ампулы). На последних фото рис. 4 кластер проваливается в объем гелия в условиях, отвечающих его критическому гравитационному весу. Поверхность жидкости восстанавливает свой начальный мениск (взято из [28]).

5. Дендриты с электростатикой (21) квазиодномерны по своей природе. Это обстоятельство не «закрывает», однако, общей проблемы возникновения одномерных примесных образований в гелии. Остаются вопросы к поведению массивных (тяжелее гелия), диэлектрических примесных кластеров в сверхтекучей жидкости.

Как и металлы, будучи искусственно раздробленными в гелии, они стремятся к образованию длинных цепей (см. [6–8]) без участия электростатики и вихревой помощи в образовании цепей; см. дискуссию вокруг формулы (18). Эта информация дополняется экспериментами [26–28], содержащими детали взаимодействия кластеров воды с поверхностью жидкого гелия (см. рис. 4). Такие явления должны наблюдаться и в ячейке [10]. К сожалению, участие нейтральной составляющей в наблюдаемых эффектах здесь освещено недостаточно полно.

Все логично в трактовке происходящего со льдом на поверхности гелия, если придерживаться версии о наличии для кластеров воды барьера на границе пар–жидкость (рис. 4). Но всплывает вопрос о смачиваемости. Классический ответ, одинаково справедливый для кластера из зерен фирна ограниченной геометрии (как на рис. 4), металлической нити бария, представленной на рис. 5, либо стальной швейной иглы, смазанной жиром, заключается в том, что механическое равновесие на жидкой границе возможно в определенных пределах, если относительно тяжелый плавающий объект не смачивается данной жидкостью. Варианты со смачиванием, или его отсутствием, представлены на рис. 5. Известно, что обезжиренная игла (вариант с барием представлен на рис. 5(б)) несомненно тонет. Осталось вспомнить о существующих представлениях на предмет смачивания жидким гелием твердых поверхностей разных диэлектриков и металлов. Согласно [29], в числе несмачиваемых гелием фигурируют поверхности лишь трех металлов: цезия, рубидия, калия. Ни лед, ни барий не входят в этот список. Таким образом, в разд. 4 и в особенности в соответствии с данными рис. 4 возникает вопрос о сосуществовании плавучести кластеров льда с требованием смачиваемости поверхности всякого диэлектрика. Допуская также, что кластеры бария, как и лед, встречают барьер на границе пар–жидкость, можно надеяться на существование поверхностных состояний для положительных ионов бария (рис. 5(а)).



Рис. 5. Варианты взаимодействия цилиндрического тяжелого поплавка с поверхностью жидкости (тяжелым называем поплавок, имеющий плотность большую, чем плотность жидкости). Жидкость не смачивает поверхность цилиндра, изготовленного из металлического бария. Механическое равновесие с конкуренцией между локальным давлением поплавка на поверхность жидкости и силами поверхностного натяжения жидкости в определенных рамках возможно (а). В альтернативных условиях рис. 5(б) со смачиванием поверхности металла равновесия нет. Поплавок должен утонуть (б).

4. Выводы

1. Предложен одночастичный вариант решения задачи о локализации (или ее отсутствии) электрона на отдельном нейтральном атоме. Показано, что при наличии притягивающего потенциала (1) поляризационного происхождения, вопрос о локализации сводится не только к оценкам его амплитуды (притягивающие потенциалы не всегда имеют связанные состояния). Играет свою роль и выбор граничных условий на символической поверхности атома. Таким образом, удается различить свойства атомов бария, не образующих отрицательных ионов вообще (независимо от значений поляризуемости α), и различных акцепторов в полупроводниках, где отрицательные ионы (акцепторы) встречаются регулярно.

2. Отмечено, что массивные кластеры бария с $N \gg 1$ лишаются специального свойства его атомов (когда $N = 1$), притягивая как отрицательные, так и положительные внешние заряды. Этот переход сродни трансформации определения поляризуемости α отдельного атома. Она конечна для индивидуального атома и стремится к бесконечности в случае проводящей сферы радиуса R , если $R \gg \lambda$, где λ — дебаевская длина экранирования.

3. Обращено внимание на присутствие среди продуктов абляции металла нейтральной фракции в виде совокупности зерен (дروби) с размерами R порядка или более критического радиуса R_c . Без достаточного количества дроби в качестве первоосновы практически невозможно объяснить визуальное наблюдение квазиодномерных кластеров в объеме жидкого гелия с поперечными размерами $R \geq R_c$, не меняющимися во времени (отсутствие влияния диффузии в формировании гелиевых кластеров). Одним из прямых доказательств существования твердой фазы в продуктах лазерной абляции с поверхности металла могли бы стать оптические линии, отвечающие спектру мелких частиц твердого бария. Такие данные пока отсутствуют.

4. Предложен сценарий образования квазиодномерных нитей в плазменном облаке фрагментов абляции с поверхности металла в присутствии электрического поля от внешних электродов. Речь идет о дендритном механизме пробоя, существенно нуждающемся в поступлении нейтральной дроби из зоны абляции. Известным аналогом этого явления может служить образование молний между пластинами конденсатора, заполненного грозовой смесью капель. Обсуждаются возможные причины ветвления одномерного дендрита.

5. Дендритный механизм образования нитей при внедрении в гелий продуктов лазерной абляции металла не срабатывает в случае диспергирования в гелий диэлектрических материалов (например, кластеров воды). Существующий сценарий сбора такой «пыли» полями вихревых нитей малоубедителен. Неясно, от-

куда берутся нити. Непонятно, как на этом пути объяснить конечность наблюдаемых в [6–8] обрывков цепей, при запрете для вихрей иметь окончания в объеме сверхтекучей жидкости. Вихревой механизм вообще ни при чем в попытках объяснения коллективных явлений с участием ледяной пыли (фирна), собранной на поверхности жидкость–пар (см. рис. 4). Вероятнее допустить, что расслоение в гелии однородно диспергированной диэлектрической пыли сродни спинодальному распаду раствора с положительной энергией внедрения для отдельной примеси. Дополнительный интерес к этой, частично обозначенной проблеме, вызывает возможное соучастие эффекта смачивания.

Авторы благодарны Л. Межову-Деглину за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Приложение

Степенные потенциалы взаимодействия постоянно встречаются в физике газовых и жидких сред. Они нужны для обеспечения притяжения между частицами на больших расстояниях и создают формальные проблемы на малых расстояниях. Аккуратность теории на малых расстояниях зависит от степени их влияния на конечный результат. Если, к примеру, речь идет о числах в энергии связи отрицательного иона, теория готова на усложнения, избегая модельных упрощений. В результате пробная вариационная функция в задачах о свойствах конкретных отрицательных ионов может содержать до сотни подгоночных параметров (см. книгу Смирнова [15]). Если же речь идет о качественных утверждениях типа «да или нет», теория газовых и жидких сред, как правило, пользуется феноменологическими упрощениями. Известно приближение Леннарда-Джонса в двухчастичном взаимодействии атомов газа

$$V(r) = \epsilon \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right], \quad (\text{П1})$$

где ϵ и r_0 — подгоночные параметры. Часть взаимодействия с отталкиванием (слагаемое с r^{-12}) вполне произвольна и может заменяться потенциалом, имеющим смысл непроницаемой сферы радиуса r_0 . Модельность потенциала Леннарда-Джонса на малых расстояниях не влияет радикально на свойства фазового перехода газ–жидкость. Но формально необходима для устранения нефизических расходимостей в интегралах, возникающих в промежуточных выкладках теории.

Аналогична ситуация с поляризационным потенциалом $V_\alpha(r) \propto r^{-4}$. Имеется большое число многоэлектронных задач, собранных в книгах [14,15], ставящих своей целью расчет количественных характеристик того или иного отрицательного иона. Здесь одноэлектронный формализм вряд ли уместен. Если же возникает вопрос,

почему в одних случаях потенциал $V_\alpha(r)$ образует связанное состояние (задача об акцепторах в полупроводимости), а в других нет (атом бария не образует таковых), можно предложить одночастичное решение этой задачи с альтернативой в граничных условиях на малых расстояниях. Скорее всего, наше предложение неоднозначно (мы на однозначность и не претендуем). Но пока в литературе такой вопрос в одночастичном приближении не поднимался вообще.

Что касается формальных свойств волнового уравнения с потенциалом $V_\alpha(r) \propto r^{-4}$, эта задача освоена вполне серьезно. При последовательном решении задачи о локализации (или нет) отпадает возможность разделять волновую функцию на две асимптотики (см. (6) и (8) основного текста) с последующей их сшивкой. Но можно продвинуться до некоторого уровня в решении этого уравнения аналитически, переписав его, как в [30–33], где обсуждался вопрос о деталях рассеяния малоэнергичных электронов на потенциале $\propto r^{-4}$, сведением уравнения Шредингера к уравнению Матъе.

Полагая

$$\begin{aligned} \psi(r) &= \chi(r)/r, \quad r = (\beta/k)^{1/2} \exp s, \\ \chi(r) &= r^{1/2} \varphi(s), \quad \beta = \alpha e^2 / 2, \end{aligned} \quad (\text{П2})$$

имеем для $\varphi(s)$ модифицированное уравнение Матъе:

$$[(d^2/ds^2 - (l+1/2)^2 + 2\beta k \operatorname{ch}(2s))\varphi(s) = 0. \quad (\text{П3})$$

Используя информацию о собственных функциях $M_{\pm v}^{(1)}(s)$ этого уравнения [33, с. 542] и возвращаясь к переменной r , представляем общее решение для $\chi(r)$ (П2) в виде

$$\chi(r) = AM_{+v}^{(1)}(\ln \gamma r) + BM_{-v}^{(1)}(\ln \gamma r), \quad \gamma = (\beta/k)^{-1/2}, \quad (\text{П4})$$

$$v = (l+1/2) - \beta^2 k^2 / [4(l+3/2)(l+1/2)(l-1/2)].$$

Характерная величина k_0 , определяющая уровень локализации электрона, возникает на этом пути при удовлетворении с помощью $\chi(r)$ граничным условиям на малых и больших расстояниях (П4). Имея в виду свойства функций $M_{\pm v}^{(1)}(s)$ при $l=0$ и решая относительно k_0 соответствующее трансцендентное уравнение, находим интересующие нас конечные результаты. Возникающая комбинация специальных функций сложна (по сравнению с логарифмическим приближением основного текста нашей работы), потому анализ поведения k_0 даже в условиях одиночного атома должен выполняться численно. Мы не ставили своей целью реализовать путь (П2)–(П4). Но вопрос о структуре волновых функций для различных состояний в поле потенциала $V_\alpha(r) \propto r^{-4}$ цепочка определений (П2)–(П4) предметно освещает.

1. B. Tabbert, M. Beau, and H. Gunther, *Z. Phys. B* **97**, 425 (1995).
2. P. Moroshkin, A. Hofer, and A. Weis, *Phys. Rep.* **469**, 1 (2008).
3. Г. Шпатаковская, *УФН* **182**, 4457 (2012).
4. V. Karpov and G. Shpatakovskaya, *JETP* **124**, 369 (2017).
5. A. Fujisaki, T. Sano, T. Sano, Y. Takahashi, and T. Yabuzakj, *Phys. Rev. Lett* **71**, 1039 (1993).
6. G.P. Bewley, D.P. Lathrop, and K.R. Sreenivasan, *Nature* **441**, 588 (2006).
7. E.B. Gordon, R. Nishida, R. Nomura, and Y. Okuda, *Pis'ma Z. Tekh. Fiz.* **85**, 710 (2007).
8. E. Gordon and Y. Okuda, *Fiz. Nizk. Temp.* **35**, 278 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 209 (2009)].
9. Е. Гордон, А.В. Карабулин, В.И. Матюшенко, В.Д. Сизов, И.И. Ходос, *ФНТ* **36**, 740 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 590 (2010)].
10. P. Moroshkin, R. Batulin, P. Leiderer, and K. Kono, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18**, 26444 (2016).
11. P. Moroshkin, A. Hofer, S. Ulzega, and A. Weis, *Nature Phys.* **3**, 786 (2007).
12. P. Moroshkin, V. Lebedev, and A. Weis, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 115301 (2009).
13. V. Shikin, *JETP. Lett.* **93**, 648 (2011).
14. H. Massey, *Negative Ions*, Cambridge University (1951).
15. Б. Смирнов, *Отрицательные ионы*, Атомиздат, Москва (1978).
16. A. Leal, D. Mateo, A. Hernando, M. Pi, and M. Barranco, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **16**, 23206 (2014).
17. A. Leal, X. Zhang, M. Barranco, F. Cargnoni, A. Hernando, D. Mateo, M. Mella, M. Drabfels, and M. Pi., *J. Chem. Phys.* **144**, 094302 (2016).
18. В. Шикин, С. Назин, *ФНТ* **43**, 807 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 641 (2017)].
19. В. Бонч-Бруевич, С. Калашников, *Физика полупроводников*, Наука, Москва (1977).
20. Л. Ландау, Е. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, Москва (1959).
21. В. Шикин, Ю. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
22. G. Reyfield and D. Reif, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 305 (1963).
23. В. Смирнов, *Курс высшей математики*, Наука, Москва (1974), т. IV.
24. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1995).
25. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
26. В. Грановский, *Электрический ток в газах*, Наука, Москва (1971).
27. Л. Межов-Деглин, А. Кокотин, *Письма ЖЭТФ* **70**, 756 (1999).
28. L. Mezhov-Deglin and A. Kokotin, *J. Low Temp. Phys.* **119**, 385 (2000).

29. L. Mezhov-Deglin and A. Kokotin, *2 Pan Pasific Basin Workshop on Microgravity, Sciences* (2001), Paper FP-1006.
30. E. Cheng, M. Cole, W.F. Saam, and J. Treiner, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1007 (1991).
31. E. Vogt and G. Wannier, *Phys. Rev.* **95**, 1190 (1954).
32. T. O'Malley, L. Spruch, and L. Rosenberg, *J. Math. Phys.* **2**, 491 (1961).
33. T. O'Malley, *Phys. Rev.* **130**, 1020 (1963).
34. J. Meixner and F. Schäfke, *Mathieusche Funktionen und Sphäroidfunktionen*, Berlin, Springer-Verlag (1954).

Barium ions in liquid helium

I. Chikina and V. Shikin

Various properties of barium clusters (charged or neutral ones) embedded into liquid helium are discussed. The model in which a separate barium atom does not form a negative ion is proposed. A cluster formed of a large number of barium atoms possesses this ability. In applications, this property is important to explain the observed details in experiments with laser ablation of barium metal surface in

liquid helium. A qualitative difference in the mechanisms of formation of quasi-one-dimensional chains of metal or dielectric dust under its implantation into superfluid helium is noted. For a dispersed metal, a dendritic scenario for breakdown in a parallel plate capacitor, filled with metal dust, with a finite potential difference between planes looks good. In a dielectric problem, one does not manage to use a dendritic mechanism of cluster development. One speaks there of participation in gathering of fine particles of vorticity fields of a superfluid. However, the details of this mechanism do not agree with the existing observations. An alternative to a vortex scenario for formation of long chains with dielectric links is outlined in the present work.

PACS: 71.10.-w Theories and models of many-electron systems;
 41.75.Cn Negative-ion beams;
 41.74.Ak Positive-ion beams.

Keywords: positive ion, negative ion, ablation, vortex line, liquid helium.