

КИНЕТИКА РОСТА КВАНТОВЫХ КРИСТАЛЛОВ ^4He ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 0.1–0.2 К

Р. Б. Гусев^{a}, В. Л. Цымбаленко^b*

^a *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

^b *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 марта 2023 г.,
после переработки 8 июня 2023 г.
Принята к публикации 19 июня 2023 г.

Исследована кинетика роста кристаллов ^4He , зарожденных в метастабильной жидкости при пересыщениях до 10 мбар, в интервале температур 90–180 мК. Наблюдение за ростом кристаллов и кино съемка проводились в оптическом криостате растворения. Определено граничное пересыщение, разделяющее области нормального (медленного) и аномального (быстрого) роста. Измерена скорость роста граней кристаллов в режиме нормального роста. Исследована кинетика быстрого роста кристаллов в зависимости от пересыщения и температуры.

DOI: 10.31857/S0044451023110056

EDN: PNJPQQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Кинетика роста кристаллического гелия привлекла внимание исследователей после теоретического предсказания [1] и экспериментального наблюдения [2] ее квантового характера, см. обзор [3]. Специфика роста наблюдалась на атомно-шероховатых поверхностях. Движение делокализованных ступеней — элементарных дефектов поверхности кристалла, обеспечивало высокую скорость роста поверхности, увеличивающуюся с понижением температуры. Кинетика же роста граней кристалла, несмотря на квантовый характер движения ступеней, оставалась низкой, определяемой наличием ростовых дефектов в соответствии с хорошо установленными в кристаллографии механизмами [4]. В отсутствие дефектов скорости роста граней были близки к нулю [5]. Температурный ход кинетики a - и c -граней определяется механизмами спирального роста и источниками Франка–Рида и имеет немонотонный характер. При понижении температуры ниже перехода ограничения скорости уменьшались вследствие увеличения линейной энергии ступеней. Подвижность же

ступеней, как отмечено выше, монотонно возрастает при понижении температуры. Комбинация этих механизмов дает немонотонный характер скорости роста граней от температуры [6, рис. 4]. Отметим, что все указанные экспериментальные результаты были получены при пересыщениях, не превышающих 0.2 мбар.

Неожиданным оказалось наблюдение скачкообразного возрастания скорости роста граней на несколько порядков с понижением температуры [7, 8]. Оказалось, что характер роста кристалла определяется начальным пересыщением p_0 , при котором образовывался кристалл. Ниже этой величины кристалл рос медленно (нормальный рост). Значения скоростей роста граней согласовывались с известными механизмами и данными измерений. Выше порогового пересыщения скорости роста граней всех кристаллографических ориентаций возрастали настолько, что в контейнере возбуждались акустические колебания, проявляющиеся в осциллирующем росте кристалла (аномальный рост). К настоящему времени построена фазовая диаграмма, демонстрирующая области нормального и аномального роста в координатах $T-p_0$; определена температурная зависимость граничного пересыщения $p_b(T)$, разделяющего эти области; измерены анизотропия и скорости аномального

* E-mail: tek@kapitza.ras.ru

роста граней до ~ 0.48 К в оптическом криостате и до ~ 0.18 К без визуального контроля; показан вероятностный характер образования аномального состояния и изучен возврат граней к нормальной кинетике, см. обзор [6]. К сожалению, вся совокупность данных так и не позволила прояснить физическую природу этого явления.

В данной работе исследовался свободный рост кристаллов, зарождающихся в метастабильной жидкости, с визуальным контролем процесса в области температур 90–200 мК.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Эксперименты проводились в криостате, сконструированном С. Т. Болдаревым (ИФП РАН). Параметры рефрижератора растворения следующие: скорость циркуляции ^3He 100–300 мкмоль/с, минимальная температура 60 мК.

Наблюдения роста кристаллов в проходящем свете выполнялись в контейнере конструкции Болдарева, изображенной на рис. 1. На рисунке показан осевой разрез ячейки плоскостью, перпендикулярной оптической оси. Корпус ячейки (1) имеет форму прямоугольного параллелепипеда размерами $44 \times 36 \times 42$ мм³, на пяти гранях которого проточены посадочные места под фланцы на индиевом уплотнении. Внутренняя полость ячейки имеет форму ориентированного вдоль оптической оси цилиндра диаметром 34 и высотой 24 мм; верхний и два боковых фланца ячейки открыты в центральную зону через отверстия диаметром 21 мм. Светлый круг (3) в центре рисунка — оптическое окно, за которым расположена призма оптической системы (2) (квадрат 12.7×12.7 мм²). Окрашенное кольцо по перимет-

ру прозрачной зоны — уплотняющий фланец окна. Расстояние от центра ячейки до ближайшей стенки (оптического окна) составляет 13.5 мм, до корпуса — 17 мм. Полный объем внутренней полости ячейки составляет 26 см³.

Ячейка была подвешена на медном каркасе к нижнему фланцу ванны растворения, а низкотемпературные компоненты оптической системы (конденсор входящего пучка, две призмы полного внутреннего отражения и линза, фокусирующая изображение на торец изображающего световода) — к радиационному экрану, находящемуся в тепловом контакте с ванной испарения рефрижератора ($T \approx 0.7$ К). Остальные элементы оптики — осветитель (светодиод) и камера для видеозаписи со своими фокусирующими линзами — находились вне криостата при комнатной температуре.

В левой части рис. 1 показан фланец с герметичными электрическими вводами, на которых смонтированы внутренний термометр ячейки (4) и игла нуклеатора (5) для инициации роста кристалла сильным электрическим полем. Термометром ячейки служил SMD-резистор на основе RuO_2 , отградуированный по калиброванному термометру фирмы LakeShore.

На правом боковом фланце размещены главный теплообменник (6) и входной патрубок (7) линии наполнения ячейки. Хвостовик медного корпуса теплообменника (6) связан холодопроводом из многослойного медного провода с дном ванны растворения. Для минимизации теплопритока к ячейке от гелиевой ванны криостата ($T = 4.2$ К) линия наполнения (7) была выполнена из тонкостенного (~ 60 мкм) капилляра внутренним диаметром ~ 120 мкм и оснащена дискретными теплообменниками на температурных уровнях ~ 1.4 К (откачиваемая гелиевая ванна), ~ 0.7 К (ванна испарения) и ~ 0.1 К (ванна растворения) рефрижератора.

Нижняя часть фланца (8) из бронзы БрБ2 толщиной 0.8 мм и диаметром 18 мм служит мембраной емкостного датчика давления. Второй неподвижный электрод датчика вклеен во фланец через изолятор (светлое кольцо на рис. 1) над мембраной с зазором ~ 50 мкм (на рис. 1 увеличен). Собственная резонансная частота мембраны датчика составила ~ 19 кГц, что позволяет регистрировать изменения давления в квазистатическом режиме с постоянной времени ~ 50 мкс.

Конденсатор, образованный мембраной датчика и корпусом ячейки, соединен со сверхпроводящей катушкой. Резонансный контур подсоединен слабой обратной связью к автогенератору. Изменение дав-

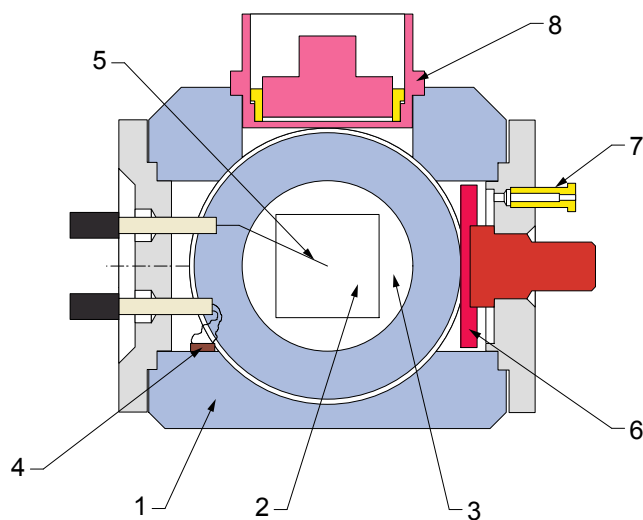


Рис. 1. Экспериментальная ячейка

ления на стенке контейнера в месте расположения мембраны датчика регистрировалось по изменению частоты автогенератора, генерировавшего сигнал на частоте 2.3 МГц. Сигнал генератора демодулировался девиометром СКЗ-39 и усиливался предусилителем с частотой среза фильтра низких частот 1 и 3 кГц. Итоговый сигнал регистрировался с шагом 10 мкс, длина записи составляла $2 \cdot 10^5$ точек. Измеренная чувствительность датчика давления на кривой плавления составила 18 кГц/бар, стабильность ~ 20 Гц/ч. Среднеквадратичные шумы измерения давления, как видно из рис. 2, составляют ~ 0.013 мбар.

Для получения необходимых пересыщений использовалось поддавливание ^4He из внешнего балластного объема 300 см^3 путем его нагрева. Максимальное пересыщение, достигнутое в данном контейнере, ограничивалось спонтанным зародышеобразованием на стенке и составляло 15 мбар. Для зарождения кристалла на кончике иглы нуклеатора, расположенной в центре ячейки, использовалось дополнительное электростатическое давление, создаваемое сочетанием постоянного высокого напряжения и дополнительного импульса напряжения длительностью ~ 30 мкс.

2.1. Обработка данных аномального и нормального роста

Пример записей показаний датчика давления в ячейке в процессе роста кристаллов приведен на рис. 2. Пересыщение в контейнере уменьшается от стартового p_0 (в момент зарождения кристалла) до давления фазового равновесия $p = 0$. Постоянная времени обмена гелием между внешним объемом и контейнером много больше времени роста кристалла. Поэтому рост кристалла происходит при постоянной массе гелия в контейнере.

Система инерционная, скорости роста давления в контейнере находятся в диапазоне 0.37 ± 0.13 мбар/с. За время аномального роста кристалла ~ 3 мс масса гелия в контейнере увеличивается не более чем на 0.1%. С этой точностью кристалл растет при постоянной массе.

При медленном росте кристалла градиенты давления и температуры в ячейке малы. Поэтому значение пересыщения $p(t)$, измеренное емкостным датчиком давления на стенке контейнера, равно пересыщению на границе раздела фаз. Из постоянства массы гелия в контейнере следует, что объем кристалла однозначно определяется ходом $p(t)$:

$$V_{cryst}(t) = V_0 \frac{\rho_l}{\Delta\rho} k_l [p_0 - p(t)]. \quad (1)$$

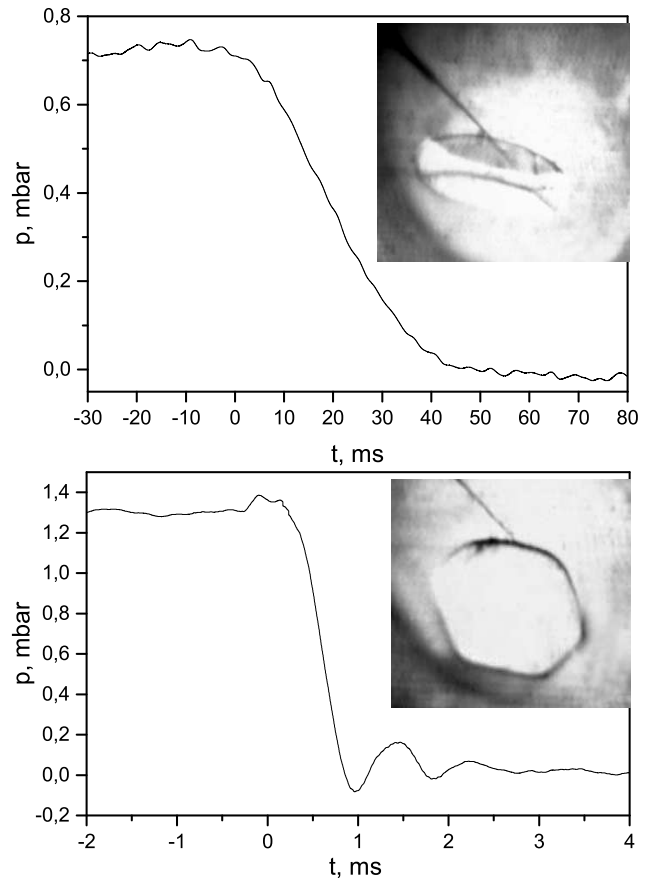


Рис. 2. Записи падения давления в контейнере: в процессе нормального (вверху) и аномального (внизу) роста кристалла. Импульс, порождающий кристалл в метастабильной жидкости, приложен в момент $t = 0$. Температура 178 мК. Фотографии сделаны по завершении роста

Здесь V_0 — внутренний объем контейнера, k_l — сжимаемость жидкого гелия, ρ_l и ρ_s — плотности соответственно жидкой и твердой фаз, $\Delta\rho = \rho_s - \rho_l$. Определение усредненного кинетического коэффициента роста выполнялось со следующими упрощениями. Принимался изотропный рост кристалла, поскольку, как видно из рис. 2 (вверху), анизотропия роста a - и c -граней невелика. Из этого предположения по значению объема кристалла $V_{cryst}(t)$ вычислялся радиус сферы R_{fin} по завершении роста. Полное время роста t_{growth} определялось по записи $p(t)$ как отношение p_0 к производной dp/dt , измеренной на середине кривой падения давления при $p = p_0/2$. Усредненная таким образом скорость роста определялась соотношением $v = R_{fin}/t_{growth}$. Кинетический коэффициент роста K вычислялся по формуле

$$v = K \frac{\Delta\rho}{\rho_l \rho_s} \frac{p_0}{2}. \quad (2)$$

В случае anomalно быстрого роста кристалла в жидкости возбуждаются акустические колебания. Давление, измеряемое датчиком на стенке контейнера, в этом режиме не соответствует пересыщению на границе раздела фаз. Для количественной оценки скорости роста кристаллов использовалась упрощенная модель: рост сферического кристалла в центре сферического контейнера. Анизотропность акустического поля на границе кристалла не учитывалась. Уравнения роста кристалла радиуса r_0 в ячейке радиуса R (где $r_0 \ll R$) в идеальной жидкости имеют вид [9]

$$\Delta\phi - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0, \quad u = \nabla\phi, \quad p = -\rho_l \frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (3)$$

с граничными условиями

$$u_r(R) = 0, \quad u_r(r_0) = -K \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_l} \right)^2 \frac{p(r_0)}{\rho_s},$$

где ϕ — потенциал скорости u жидкости, c_l — скорость звука в жидкости, p — давление, отсчитанное от давления фазового равновесия.

Из предыдущих измерений и непосредственной съемки роста кристалла [10] известно, что на этапе роста кристалла от момента зарождения до достижения максимального размера его форма изменяется пропорционально, подобным образом. Падение давления в контейнере на этом временном отрезке определяется исключительно кинетикой роста граней. После того как кристалл вырастает от нулевого до максимального размера, начинается его плавление; далее размер осциллирует в процессах роста–плавления, а форма теперь определяется кинетикой всех участков поверхности, в том числе и атомно-шероховатых. Эти вклады учесть трудно, поэтому обрабатывался только первый полупериод колебаний давления в контейнере.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Области нормального и anomalного роста

Рисунок 3 показывает, что в изученной области, как и при более высоких температурах, характер роста кристалла определяется начальным пересыщением p_0 . Сравнение данных по граничным пересыщениям p_b , разделяющим области нормального и anomalного роста, следует проводить с учетом того факта, что образование anomalного состояния происходит в течение некоторого времени под воздействием избыточного давления и имеет вероятност-

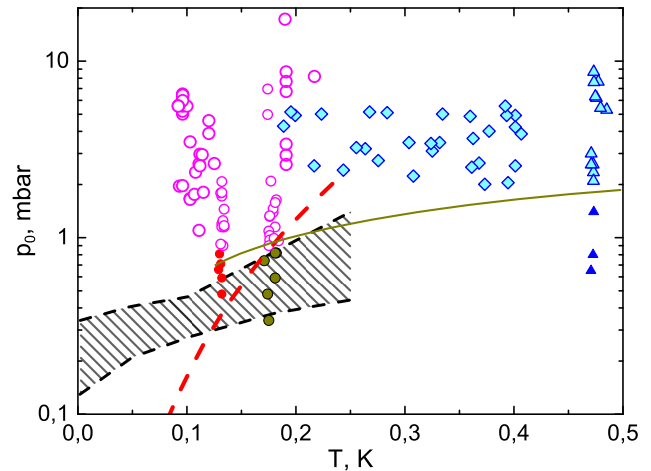


Рис. 3. Рост кристаллов при различных стартовых пересыщениях. Сплошными символами изображены кристаллы, грани которых демонстрировали нормальную, медленную, кинетику роста, пустые символы — кристаллы с anomalным, быстрым, ростом. Треугольники — результаты [9], ромбы — [12], кружки — наши измерения. Заштрихованная полоса показывает область, в которой происходило 80% событий anomalного роста из работ [5, 11]. Сплошная кривая разделяет области нормального и anomalного роста для экспериментов со свободно растущими кристаллами. Штриховая кривая отображает границу пересыщений, выше которой начинается кинематическое размножение ступеней на гранях [14, 15]

ный характер, см. рис. 9 и 10 в работе [6]. Чем продолжительнее воздействие пересыщения, тем при меньших его значениях может произойти взрывной рост. На рис. 3 для результатов работ [5, 11] это проиллюстрировано заштрихованной полосой, которую укладываются 80% наблюдаемых скачков скорости роста, причем время воздействия избыточного давления составляло десятки секунд. В наших же экспериментах это время было на порядок меньше, т. е. следовало ожидать более высоких значений граничного пересыщения. С учетом этого замечания рис. 3 демонстрирует качественное согласие значений p_b для кристаллов, не содержащих ростовых дефектов [5, 11], и свободно растущих кристаллов со значительной ($\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$) концентрацией ростовых дефектов [6].

Выполненные ранее эксперименты в непрозрачном контейнере [12], результаты которых также приведены на рис. 3, позволяли оценить только верхний предел граничного пересыщения для диапазона температур 0.2–0.4 К как $p_b \leq 2$ мбар; эта оценка хорошо согласуется с измеренным нами значением $p_b = 0.8\text{--}0.9$ мбар при $T \simeq 130$ и 180 мК.

3.2. Нормальный рост

Форма кристаллов по завершении нормального роста соответствует гексагональной симметрии решетки ^4He . Сразу после основного сброса давления, как правило, размер c -граней больше размера a -граней, что позволяет оценить анизотропию скорости роста отношением $K_c : K_a = 1 : (2-4)$, характерным и для роста кристаллов выше 0.4 К. Дальнейшее подрачивание кристалла в некоторых случаях приводит к существенному изменению формы за счет более быстрого роста c -границ («карандашная» форма), что говорит о больших скоростях роста базисной грани при малых, менее 0.01 мбар, пересыщениях. Подробные измерения в этом режиме не проводились.

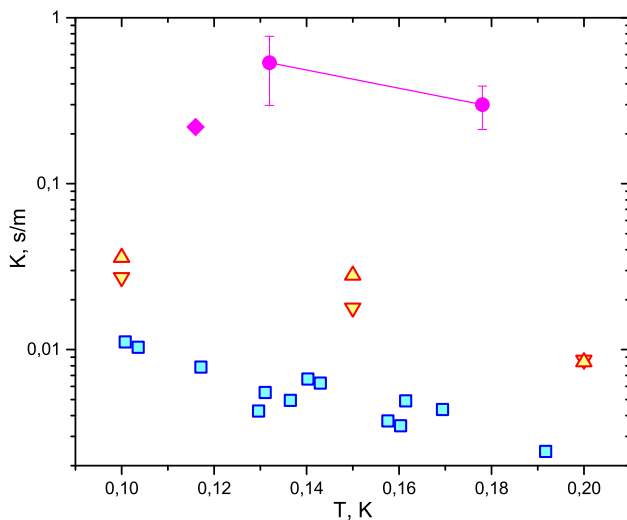


Рис. 4. Зависимость кинетического коэффициента нормального роста от температуры. Квадраты — результаты [13] для a -границ, треугольники — результаты [5, 11] для a - и c -граней, сплошные кружки — наши результаты. Ромбом обозначен коэффициент, определенный по кинетике падения, см. разд. 4.3

Скорости роста граней и их зависимости от температуры качественно согласуются с ранее измеренными. На рис. 4 показано сопоставление данных результатов с результатами, полученными в работах [5, 11, 13] при пересыщениях менее 0.2 мбар. В опытах [13] удалось измерить скорость роста только a -границ: подвижность c -границ была ниже возможностей методики. В экспериментах [5, 11] подток жидкости в контейнер вызывал рост граней со скоростями, достаточными для компенсации поступающей массы. Пересыщение, которое устанавливалось, соответствовало этой скорости, зависело от мобильности грани и лежало в интервале от ~ 10 мкбар при самых низких температурах ~ 2 мК до ~ 200 мкбар

при температурах ~ 250 мК. Отметим, что во всех случаях скорость роста граней нелинейно зависела от пересыщения и имела положительную кривизну. Рост кристаллов в данных экспериментах, как видно из рис. 2, проходил при стартовом давлении, превышающем величины пересыщений в экспериментах [5, 11, 13] примерно на порядок.

Нам не удалось наблюдать медленный рост кристалла при 100 мК; для ближайшей температурной точки 0.13 К наша оценка усредненного коэффициента нормального роста составляет $K \approx 0.6$ с/м (рис. 4).

3.3. Аномальный рост

Кристаллы, образовавшиеся в режиме быстрого роста, имеют форму гексагональной пластинки, как и кристаллы, выросшие ниже граничного пересыщения, см. рис. 2 ($T = 178$ мК) и фотографию на рис. 5. Левая кривая на рис. 5 — экспериментальная запись зависимости давления в контейнере от вре-

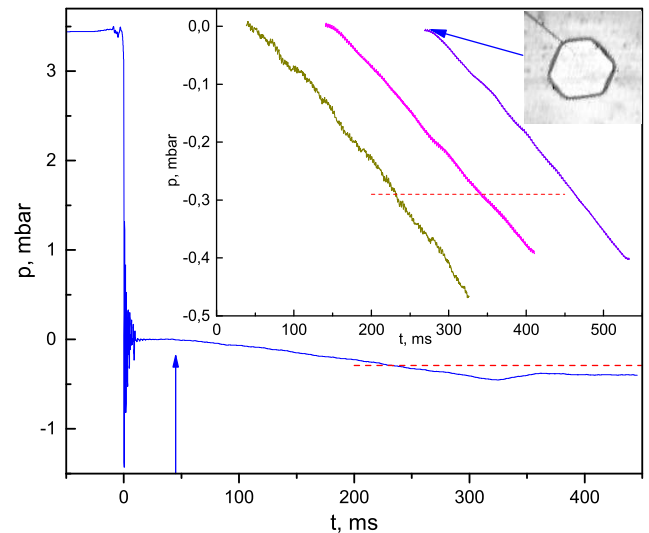


Рис. 5. Изменение давления в контейнере при росте кристалла при температуре 116 мК. Вследствие anomalно высокой кинетики роста граней кристалла, возникшего при стартовом пересыщении 3.5 мбар, давление быстро уменьшается и после нескольких осцилляций устанавливается равным давлению фазового равновесия. Через время 45 мс, отмеченное вертикальной стрелкой, кристалл начинает падение на дно, что сопровождается уменьшением показаний датчика давления. После падения давление релаксирует к равновесному в этом положении. На вставке показаны изменения давления для кристаллов, образовавшихся при различных стартовых пересыщениях. Штриховая горизонталь отмечает значение, соответствующее разности гидростатических давлений между концом иглы и дном контейнера

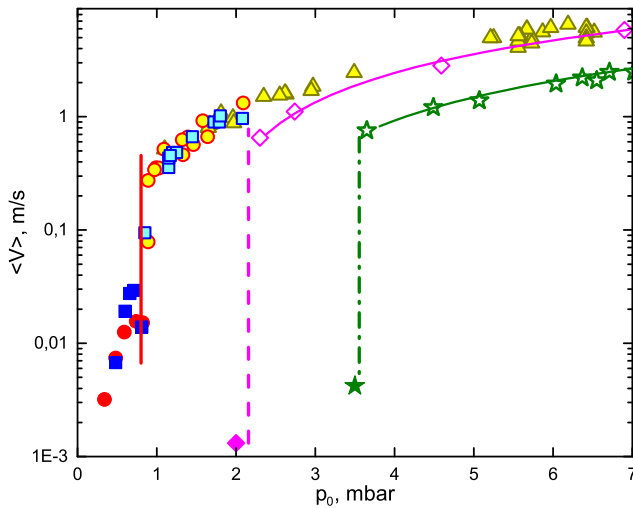


Рис. 6. Усредненная скорость роста кристалла в зависимости от начального пересыщения. Кружки, квадраты и треугольники — результаты для температур 178, 131 и 96 мК соответственно. Ромбы и звезды — данные при температурах 484 и 639 мК [9]. Сплошные символы относятся к медленному росту кристаллов, пустые — к быстрому. Сплошная вертикальная линия обозначает пересыщение, разделяющее области нормального и аномального роста, полученное в данном эксперименте, см. рис. 3. Штриховая и штрихпунктирные линии разделяют области нормального и быстрого роста при температурах 484 и 639 мК

мени с разрешением 25 мкс в процессе зарождения, роста и дальнейшей эволюции одного из образцов ($T = 116$ мК). Отсчет времени ведется с начала резкого падения давления от начального пересыщения.

На рис. 6 приведены значения кинетического коэффициента роста K , полученные в результате обработки осциллирующего роста кристаллов в аномальной области при температурах 92–186 мК и пересыщениях ≤ 7 мбар. Видна тенденция уменьшения подвижности граней по мере приближения к граничному пересыщению. Это согласуется с измерениями K при более высоких температурах 0.48–0.64 К [9]. При незначительном уменьшении начального пересыщения рождаются кристаллы с нормальной скоростью роста, что, как видно из графика, приводит к резкому замедлению кинетики граней.

3.4. Изменение давления при переплавлении кристалла на игле и падении на дно контейнера

За время ~ 3 мс осцилляции затухают и кристалл достигает максимального размера. Давление в контейнере приходит к давлению фазового равновесия. На эволюцию кристалла влияние теперь оказывает градиент гидростатического давления. В ре-

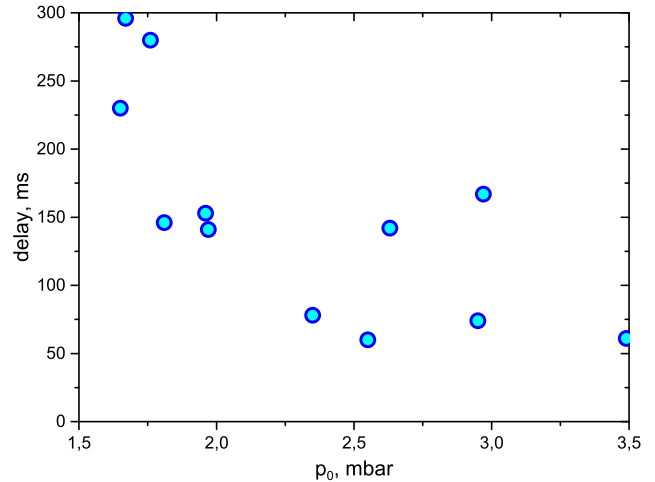


Рис. 7. Зависимость времени удержания кристаллов на нуклеаторе от начального пересыщения, при котором зародился кристалл. Температура в интервале 92–116 мК

зультате кристалл плавится наверху и подрастает снизу, что выглядит как его сползание вниз вплоть до полного отрыва от нуклеатора и падения на дно контейнера. Пока кристалл «висит» на острие нуклеатора, давление на датчике изменяется незначительно, рис. 5.

Время задержки кристаллов на игле определялось непосредственно из кривой $p(t)$. Момент схода кристаллов с иглы был хорошо различим как скачок производной $dp/dt \sim -1$ мбар/с. На рис. 7 представлена зависимость времени удержания на нуклеаторе от начального пересыщения p_0 для серии образцов при минимальных температурах 92–116 мК. Видна тенденция к росту задержки с уменьшением размера кристалла.

Уменьшение давления в контейнере во время падения кристалла однозначно свидетельствует об увеличении его объема. Отметим, что минимальное давление по завершении падения отличается от разности гидростатических давлений между острием и дном контейнера, отмеченной на рис. 5 штриховой горизонталью. Затем наблюдается релаксация давления к этому значению.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Нормальный рост

Результаты по зависимости кинетического коэффициента роста K от температуры качественно согласуются с результатами работ [5, 6, 15]. Понижение температуры увеличивает скорость роста граней. Однако полученные численно усредненные зна-

чения K примерно на порядок больше. Это различие может быть объяснено рядом факторов.

1. Спиральный рост граней.

Грани кристалла растут за счет топологических дефектов, таких как ступени на месте выхода винтовых дислокаций — спиральный рост и источники Франка–Рида. Эти механизмы обеспечивают нелинейную зависимость скорости роста от пересыщения. В классическом случае скорость спирального роста пропорциональна квадрату пересыщения, $V \sim p^2$. Пересыщение в работе [15] создавалось столбом жидкости высотой 3.5–5 мм, что соответствует $p = 0.06–0.085$ мбар. В работах [5, 6] измерения при температурах 0.1–0.15 К проводились до значений $p = 0.05–0.09$ мбар соответственно. Наши результаты по нормальному росту получены при значениях пересыщений в диапазоне 0.5–2 мбар (рис. 6, сплошные символы).

Вследствие нелинейной зависимости $V(p)$ величины скоростей спирального роста граней кристалла в данном случае должны значительно превышать скорости роста в экспериментах [5, 6, 15]. Линейная аппроксимация усредненной скорости роста граней кристалла по формуле (2) тогда даст завышенные значения K .

2. Кинематическое размножение ступеней.

Скорость роста кристаллической грани определяется концентрацией и подвижностью линейных дефектов поверхности — ступеней. Спиральный рост грани определяется фиксированным количеством источников роста. При низких температурах начинает играть роль механизм, увеличивающий концентрацию ступеней, и за счет этого возрастает скорость роста граней. Свободно двигающиеся ступени противоположного знака при столкновении аннигилируют и могут создать пару ступеней в следующем кристаллическом слое, т. е. служить источником роста. Этот и подобные сценарии рассмотрены в работах [14, 15].

В области, находящейся выше штриховой кривой на рис. 3, сопротивление движению ступени мало и начинается их кинематическое размножение. Видно, что интервал пороговых пересыщений, необходимый для начала функционирования этого механизма, близок к значениям пересыщений в данных измерениях. Приведенная на графике граничная кривая рассчитана по параметрам, известным для ступеней на s -грани. В работе [15] отмечено, что механизм кинематического размножения ступеней также эффективен для системы a -граней.

3. Вклад аномальной кинетики в процесс нормального роста.

Исследования характера перехода кинетики роста грани от аномальной к нормальной показали новые черты этого процесса [16, 17]. При медленном росте, происходящем при стартовом пересыщении p_0 в области ниже кривой, разделяющей области нормального и аномального роста, см. рис. 3, наблюдаются кратковременные переходы в аномальное состояние с высокой скоростью роста. Усредненные значения скорости роста граней кристалла увеличиваются за счет этих скачков. Подобные скачки наблюдаются и при нормальном росте, когда пересыщения, приложенные к кристаллу с нормальной кинетикой роста, значительно ниже пересыщений, ограниченных кривой на рис. 3.

Наблюдение кратковременных переходов кинетики граней в быстрорастущее состояние стало возможным в работах [16, 17] при создании специальных условий, увеличивших чувствительность измерения кинетики роста кристаллов. Подобные скачки пересыщения в данной геометрии слишком малы, чтобы быть наблюдаемыми использованной методикой.

Итак, рассмотренные факторы по отдельности или вместе увеличивают скорость роста граней и, как следствие, величины кинетического коэффициента K , усредненной по всей поверхности кристалла. В рамках использованной методики не представляется возможным выделить какой-либо отдельный механизм.

4.2. Аномальный рост

На рис. 6 приведены усредненные скорости роста кристаллов, измеренные в данных экспериментах, и две зависимости, полученные при 0.48 и 0.64 К [9]. Видно, что скорости аномального роста при температурах 92–180 мК согласуются друг с другом в пределах разброса и близки к скоростям, измеренным при 0.48 К. Скорости аномального роста при 0.64 К лежат существенно ниже. Тенденция увеличения скорости роста с понижением температуры в диапазоне 0.42–0.65 К прослеживалась ранее (см. рис. 13 в работе [6]) и естественно объяснялась уменьшением концентрации нормальной компоненты жидкости и ее вязкостью. Вклад фоновой компоненты мал и убывает с температурой по степенной зависимости $\sim T^4$.

Из рис. 6 следует, что скорость аномального роста выходит на плато при температуре ~ 0.4 К и

остаётся постоянной по крайней мере до 0.1 К. Отсутствие диссипации в окружающей среде означает, что её источник следует искать в процессах, происходящих на поверхности. Можно предположить, что кинетика роста определяется тем же механизмом, который и порождает переход в аномальное состояние.

4.3. Переплавление кристалла на игле и падение на дно

По завершении этапа аномального роста, сопровождающегося осцилляциями, давление в контейнере приходит к давлению фазового равновесия. На кристалл существенное влияние начинает оказывать градиент гидростатического давления, приводящий к неравномерному росту или плавлению участков его поверхности. Для изотропного кинетического коэффициента роста K этот случай рассмотрен в работе [18]. Показано, что центр контура кристалла начинает смещаться вниз со скоростью, пропорциональной коэффициенту K и радиусу кристалла R . Отрыв кристалла от опоры происходит после смещения центра на величину R . Таким образом, в этой модели время пребывания кристалла на острие не зависит от размеров кристалла и обратно пропорционально кинетическому коэффициенту роста.

К сожалению, подобный подход неприменим к результатам измерений, показанным на рис. 7. Съёмка перепадения кристаллов показала, что форма кристалла, а именно кривизна верхних и нижних участков контура, сильно различается. Это существенно нарушает условие, использованное в выводе в работе [18]. Тем не менее наблюдаемая тенденция показывает, что процесс перепадения кристаллов в градиенте гидростатического давления идёт быстрее для кристаллов, рожденных при более высоких пересыщениях.

Из эксперимента известно, что по окончании осциллирующего роста грани кристалла некоторое время остаются в состоянии с быстрой кинетикой. Наблюдаемая тенденция может быть объяснена тем, что грани кристаллов, рожденных при высоких пересыщениях, остаются дольше в аномальном состоянии, чем грани кристаллов, рожденных при низких пересыщениях.

Рисунок 5 демонстрирует изменение давления в контейнере во время падения кристалла с иглы на дно. Этот факт однозначно свидетельствует о том, что кинетика граней кристалла достаточно высока. Перемещение кристалла в контейнере вызовет из-

менение давления только в том случае, когда объём кристалла изменяется вследствие процессов роста/плавления. Немонотонный ход давления показывает, что на изменение объёма кристалла влияет не только градиент гидростатического давления, но и воздействие набегающего потока жидкости.

Модель падения кристалла с изотропным коэффициентом роста рассмотрена в работе [19]. Для зависимости $p(t)$ на рис. 5 при $T = 0.116$ К получено значение коэффициента $K \approx 0.22$ с/м. Это значение близко к величинам, измеренным при нормальном росте кристаллов, см. рис. 4. Таким образом, через 45 мс кинетика граней кристалла возвращается к нормальной.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерена усредненная скорость нормального (медленного) роста кристаллов в диапазоне 130–186 мК. Определено граничное пересыщение $p_b \sim 0.8$ мбар, разделяющее области нормального и аномального роста. Наблюдение осцилляций давления при росте кристаллов в диапазоне температур 92–186 мК и пересыщениях до 7 мбар позволило определить значения кинетического коэффициента роста в области аномального (быстрого) роста. Показано влияние потока жидкости на рост кристалла. Получена оценка времени возвращения кинетики роста граней к нормальной.

Благодарности. Авторы благодарны С. Т. Болдареву, без чьей поддержки данная работа не могла бы быть выполнена. Разработанная им конструкция криостата растворения и контейнера обеспечила проведение экспериментов с квантовыми кристаллами до температуры 90 мК с визуальным контролем процесса роста кристаллов. Авторы благодарны В. С. Круглову за поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Андреев, А. Я. Паршин, ЖЭТФ **75**, 1511 (1978).
2. К. О. Кешишев, А. Я. Паршин, А. В. Бабкин, Письма в ЖЭТФ **30**, 63 (1979).
3. S. Balibar, H. Alles, and A. Ya. Parshin, Rev. Mod. Phys. **77**, 317 (2005).
4. *Современная кристаллография*, под ред. В. К. Вайнштейна, Наука, Москва (1980).

5. J. P. Ruutu, P. J. Hakonen, A. V. Babkin, A. Ya. Parshin, J. S. Penttila, J. P. Saramaki, and G. Tvalashvili, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4187 (1996).
6. В. Л. Цымбаленко, *УФН* **185**, 1163 (2015).
7. V. L. Tsymbalenko, *Phys. Lett. A* **211**, 177 (1996).
8. V. L. Tsymbalenko, *Phys. Lett. A* **248**, 267 (1998).
9. В. Л. Цымбаленко, *ЖЭТФ* **119**, 1182 (2001).
10. V. L. Tsymbalenko, *Phys. Lett. A* **274**, 223 (2000).
11. J. P. Ruutu, P. J. Hakonen, A. V. Babkin, A. Ya. Parshin, and G. Tvalashvili, *J. Low Temp. Phys.* **112**, 117 (1998).
12. В. Л. Цымбаленко, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 288 (2003).
13. P. E. Wolf, S. Balibar, F. Gallet, P. Nozieres, and E. Rolley, *J. Physique* **46**, 1987 (1985).
14. А. Я. Паршин, В. Л. Цымбаленко, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 372 (2003).
15. А. Я. Паршин, В. Л. Цымбаленко, *ЖЭТФ* **130**, 319 (2006).
16. В. Л. Цымбаленко, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 33 (2021).
17. V. L. Tsymbalenko, *J. Low Temp. Phys.* **208**, 324 (2022).
18. В. Л. Цымбаленко, *ФНТ* **21**, 162 (1995).
19. V. L. Tsymbalenko, *J. Low Temp. Phys.* **195**, 153 (2019).