

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЕЛИЯ В ПОТОКЕ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ

*Л. А. Максимов, В. Л. Цымбаленко**

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 апреля 2002 г.

Исследована на устойчивость задача о росте кристалла при нормальном падении жидкости на границу. Найдена пороговая скорость возникновения неустойчивости, которая при низких температурах оказывается много меньше скорости звука. Рассмотрена устойчивость формы цилиндрического кристалла в потоке жидкости, параллельном оси кристалла. Экспериментально исследовано поведение атомно-шероховатой поверхности кристаллического гелия в струе жидкости в диапазоне температур 1–1.4 К, где обнаружено возникновение неустойчивости типа предсказанной ранее Каганом, а также Нозьером и Увагой. В результате наблюдения установлено, что ниже перехода ограничения базисная грань (0001) стабильна в струе жидкости.

PACS: 67.90.+z

1. ВВЕДЕНИЕ

Равновесная форма кристалла, находящегося в контакте с неподвижной жидкостью в отсутствие поля тяжести, определяется минимумом поверхностной энергии α [1]. При температуре выше перехода ограничения поверхность находится в атомно-шероховатом состоянии, зависимость поверхностной энергии от угла не имеет особенностей и кристалл имеет гладкую округлую поверхность. Воздействие дополнительных факторов (градиент гидростатического давления; внутренние напряжения; давление электронов, локализованных над границей раздела, на поверхность кристалла; потоки тепла или жидкости) приводит к изменению стационарной формы кристалла. В этом случае в каждой точке поверхности должны выполняться два условия: равенства давлений (с учетом кривизны) и химических потенциалов. Из последнего требования следует, что достижение стационарной формы за времена, доступные в эксперименте, возможно только при достаточно высокой скорости роста поверхности. Из известных веществ по этому критерию подходят только кристаллы ^4He , поскольку, как было предсказано теоретически [2] и показано эксперимен-

тально [3], скорость роста атомно-шероховатой поверхности гелия велика.

Первый тип нестабильности границы раздела был обнаружен Боденсоном, Николаи и Лейдерером [4] на поверхности кристалла гелия, над которой были локализованы электроны. По мере увеличения прижимающего поля на заряженной поверхности кристалла развивалась электрокапиллярная неустойчивость [5], аналогичная неустойчивости заряженной поверхности жидкого сверхтекучего гелия (см. обзор [6]). Этот тип нестабильности не является специфичным для фазовой границы. Второй тип нестабильности также был описан в работе [4]. Эта неустойчивость, характерная именно для фазовой границы, теоретически предсказана Гринфелдом [7]. Она вызывается механическими напряжениями, возникающими в кристалле при его охлаждении вследствие теплового сжатия. Нестабильность приводит к появлению на поверхности периодической структуры с шагом порядка капиллярной постоянной. Во всех этих случаях поверхность кристалла находится в контакте с неподвижной жидкостью.

Нестабильность поверхности, возникающую при потоке тепла через поверхность, теоретически рассмотрели Боули и Нозьер [8]. Они показали, что поверхность становится неустойчивой, когда вели-

*E-mail: vlt@isssp.ph.kiae.ru

чина потока тепла, направленного из жидкости в кристалл, становится выше критического значения. Этот тип нестабильности, как следует из оценок работы [8], благодаря высокой подвижности поверхности кристалла гелия развивается при таком высоком градиенте температуры, который вряд ли достигим в реальном эксперименте, как указали сами авторы.

Качественно другая ситуация наблюдается в том случае, когда поверхность кристалла обтекает сверхтекучая жидкость. Случай $T = 0$ рассмотрели Нозьер и Увага [9] и Каган [10], которые показали, что тангенциальное течение жидкости при конечном кинетическом коэффициенте роста приводит к абсолютной нестабильности поверхности. В поле тяжести добавка, связанная с градиентом гидростатического давления, стабилизирует поверхность. Минимальная критическая скорость течения жидкости приблизительно равна 4 см/с. В этих работах предполагалось, что параметры поверхности, находящейся в контакте с движущейся жидкостью, существенно не изменяются. Отметим, что неустойчивость тангенциальных разрывов в обычной гидродинамике имеет аналогичные черты [11].

Как показал Андреев [12], предположение о неизменности параметров границы раздела в контакте с потоком, не выполняется для поверхностей, отличающихся от атомно-гладкой базисной грани наличием малой концентрации ступеней (вицинальные грани). Оказалось, что изменение термодинамических характеристик поверхности столь сильно, что приводит к изменению ее профиля. При движении жидкости со сколь угодно малой скоростью эти грани неустойчивы относительно спонтанного рождения пар ступеней, ориентированных в направлении, перпендикулярном скорости жидкости. Следствием такой неустойчивости является своеобразная цилиндрическая огранка кристалла. Этот результат был получен в предположении, что общее изменение формы кристалла невелико.

Экспериментальная проверка теоретических предсказаний затруднялась тем, что создание контролируемого потока жидкости в замкнутом контейнере является сложной методической проблемой. Потоки тепла в сверхтекучем гелии, как известно, приводят к движению нормальной компоненты и возникновению встречного сверхтекучего потока. Но, как показывают оценки, для достижения критической скорости тангенциальной неустойчивости в приемлемой геометрии (например, поток в щели размером $1 \times 10 \times 10$ мм³) необходимо выделять мощность порядка 10 мВт, что сложно совместить с низкой температурой гелия. Отметим,

что искажения поверхности потоками тепла и гелия отмечались в некоторых работах (например, [13]), где они являлись побочным мешающим фактором. В данной работе поток гелия создается увлечением жидкости зарядами, эмиттированными острием. При падении струи жидкости на поверхность, находящуюся в атомно-шероховатом состоянии, обнаружена неустойчивость границы раздела кристалл-жидкий гелий. В разд. 2 описана экспериментальная процедура и результаты наблюдений. В разд. 3 рассмотрены возможные причины такого явления. В разд. 4 описаны наблюдения взаимодействия струи с гранью кристалла (0001) ниже перехода огранения.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились в оптическом контейнере [14], установленном в оптическом криостате ³He [15]. Кристалл выращивался из гелия, очищенного термомеханически. Струя гелия создавалась с помощью движения электронов, эмиттированных вольфрамовой иглой, размещенной внутри контейнера (см. рис. 1). Достаточно высокое напряжение приводило к холодной эмиссии электронов, увлекающих за собой жидкий гелий. Наблюдение за происходящим велось с помощью ПЗС-модуля, генерирующего черно-белый телевизионный сигнал, который затем записывался на видеоманитофон и одновременно оцифровывался и сохранялся в компьютере [16]. Кристалл освещался импульсным инфракрасным светодиодом. Длительность вспышки света составляла 15 мкс.

Для исследования неустойчивости выращивался кристалл, заполняющий контейнер так, чтобы расстояние от острия до поверхности составляло 1–2 мм (см. рис. 1а). Ориентация кристалла выбиралась таким образом, чтобы поверхность находилась в атомно-шероховатом состоянии при данных температурах. Затем на иглу подавалось напряжение в диапазоне 1–2.5 кВ. До начала эмиссии профиль поверхности не изменялся. Увеличение давления, связанного с электростатическим полем, на расстоянии более 1 мм слишком мало, чтобы заметно переместить поверхность. Затем, когда начинается эмиссия, но поток еще невелик, напротив острия образуется бугорок. При постоянном напряжении бугорок остается на поверхности, не увеличивая свою высоту. Наблюдаются его небольшие перемещения и дрожание поверхности, что, по-видимому, связано с нестационар-

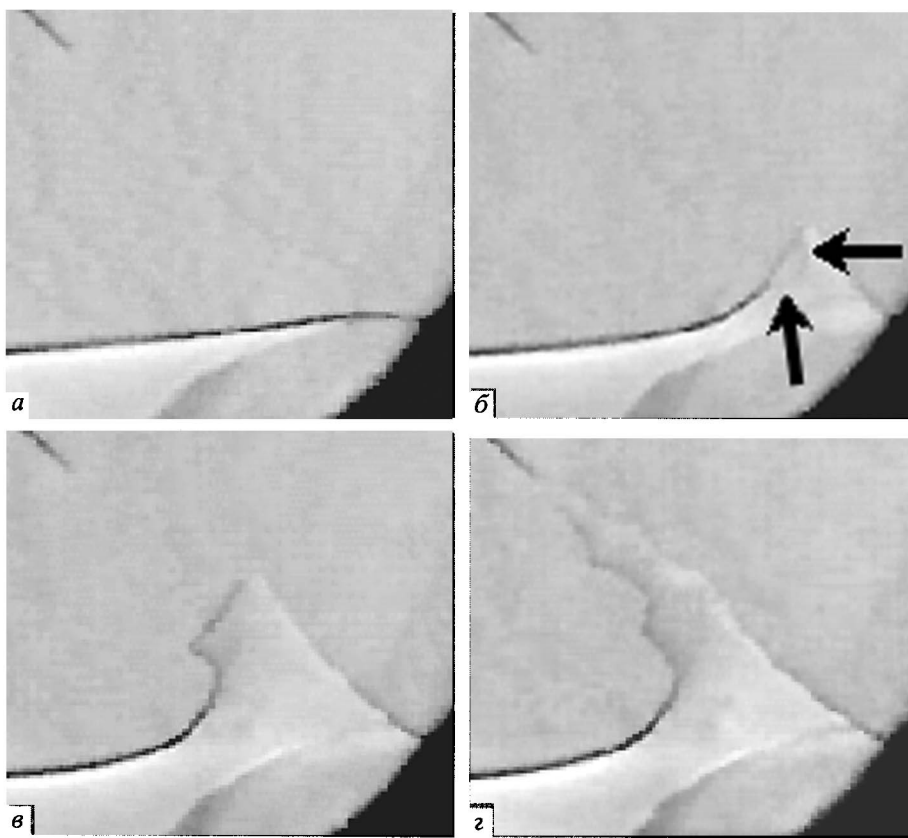


Рис. 1. Развитие неустойчивости при $T = 1.412$ К. В момент $t = 0$ (а) начинается эмиссия с острия. Размер поля зрения 5.5×4.9 мм², $t = 1.25$ с (б), 2 с (в), 2.3 с (з). На снимке б стрелками показано углубление, образовавшееся на растущем «сталагмите» кристалла. На снимке з видно развитие цилиндрической неустойчивости. На поверхности образуются перетяжки, разрывающие «сталагмит» кристалла

нарным характером тока, и, как следствие, потока жидкости. При некотором значении напряжения бугорок начинает расти по направлению к игле (см. рис. 1б). Интересно отметить, что в начале развития неустойчивости торец цилиндрического «хобота» иногда имеет полусферическое углубление посередине, на рис. 1 оно отмечено стрелками. Далее отросток, суживаясь в верхней части, продолжает движение к острию вплоть до его касания. В процессе роста кристалла навстречу потоку жидкости и после касания иглы на его конусообразной поверхности наблюдаются перетяжки (рис. 1з), уменьшающиеся со временем иногда вплоть до полного отделения кристалла от основания.

Таким образом, при малых токах эмиссии и небольших потоках жидкости наблюдается, с указанными выше оговорками, стабильное изменение профиля поверхности, а после превышения некото-

рого критического значения скорости поверхность становится неустойчивой. Подчеркнем, что возникновение бугорка не связано с давлением электронов на поверхность под воздействием электростатического поля иглы. Экспериментальные наблюдения Лейдерера [4] показали, что давление электронов приводит к прогибу поверхности, т. е. этот эффект имеет противоположный знак. Заметим, что в неподвижной жидкости мы также наблюдали прогиб поверхности под воздействием давления электронов [17]. В этой работе, как и в работе [4], это воздействие использовалось для измерения кинетического коэффициента роста границы жидкость–кристалл. Отсюда следует, что такое явление имеет кинетический, а не статический характер. Рост кристалла по направлению к игле также не связан с тепловым потоком к поверхности. При исследованных температурах теплота кристаллизации отлична от нуля и по-

ложительна и, следовательно, поток тепла должен был бы расплавлять поверхность, т. е. образовывать углубление на фазовой границе.

Подобная картина развития неустойчивости на атомно-шероховатой поверхности типична для всех исследованных температур 1.01–1.41 К. По мере охлаждения вследствие увеличения кинетического коэффициента роста время развития неустойчивости уменьшается. Отметим, что в данных экспериментах форма кристалла после касания иглы не становится стационарной. Можно предположить, что причины этого заключаются как в нестационарности тока холодной эмиссии, так и в природе неустойчивости. Ток эмиссии с иглы, как показали прямые измерения, в данных опытах сильно изменяется со временем: в течение нескольких секунд на один, иногда два порядка с 1 до 100 нА. Вероятно, дополнительное электростатическое давление вблизи острия приводит к затвердеванию гелия на игле и блокированию движения электронов, поскольку подвижность отрицательных зарядов в кристалле при этой температуре намного меньше подвижности зарядов в жидкости. По этим причинам мы не смогли с приемлемой точностью определить пороговое значение тока, вызывающего неустойчивость. Оценка интервала значений критической скорости приведена в разд. 3.1.

3. МЕХАНИЗМЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

3.1. Общие замечания

Для простоты будем полагать, что жидкий гелий является идеальной несжимаемой жидкостью, течение которой потенциально, а поверхностная энергия α и коэффициент кинетического роста кристалла G изотропны и не зависят от скорости жидкости. Это ограничивает область анализа скоростями течения, много меньшими скорости звука.

Возникновение и рост бугорка в месте падения струи объясняется большим давлением в центре струи. В критической точке на поверхности, где скорость равна нулю, давление превышает окружающее на величину $\rho v^2/2$ ([11], стр. 38). Возникновение бугорка приводит к увеличению кривизны поверхности в критической точке, росту давления в кристалле, уменьшению разности химических потенциалов и вследствие этого к замедлению роста. Если высота «сталагмита» и кривизна поверхности компенсируют разность химических потенциалов, то рост кристалла прекратится и форма поверхности станет стационарной. Если же равенство не достигается,

то рост кристалла продолжается вплоть до касания острия. Как видно из эксперимента, квазистационарная поверхность устанавливается при размере бугорка $R \leq 1$ мм, что дает оценку для скорости струи

$$v \leq \sqrt{\frac{\alpha}{R\Delta\rho}} \sim 10 \text{ см/с.} \quad (1)$$

Здесь ρ и ρ' — плотность гелия, $\Delta\rho = \rho' - \rho$, здесь и далее обозначения со штрихом относятся к твердой фазе. В эксперименте кривизна поверхности вблизи вершины кристаллического «сталагмита» доходит до 0.03 мм, что дает для скорости течения оценку ~ 50 см/с. Симметрия поверхности отражает симметрию струи, которая близка к аксиальной. По мере растекания струи вдоль поверхности кристалла скорость жидкости падает.

3.2. Устойчивость поверхности в контакте с движущейся жидкостью

3.2.1. Неустойчивость плоской поверхности при росте кристалла

Рассмотрим падение потока жидкости с постоянной скоростью v_0 под произвольным углом θ на поверхность кристалла. Направим ось z перпендикулярно поверхности. Нормальная компонента потока v_{0z} приводит к росту кристалла с постоянной скоростью V . Возмущенная поверхность имеет z -координату $Vt + \zeta(x, t)$. Нормаль поверхности \mathbf{n} и тангенциальный орт \mathbf{m} даются выражениями

$$\mathbf{n} = \left(-\frac{\partial\zeta}{\partial x}, 1 \right), \quad \mathbf{m} = \left(1, \frac{\partial\zeta}{\partial x} \right). \quad (2)$$

Граничные условия, как показано в работах [9, 10], выводятся из законов сохранения потоков массы j , импульса $\Pi_{\alpha\beta}$ и энергии Q :

$$n_\alpha j'_\alpha = n_\alpha j_\alpha, \quad (3)$$

$$n_\alpha Q'_\alpha = n_\alpha Q_\alpha, \quad (4)$$

$$n_\alpha \Pi'_{\alpha\beta} n_\beta = n_\alpha \Pi_{\alpha\beta} n_\beta, \quad (5)$$

$$n_\alpha \Pi'_{\alpha\beta} m_\beta = n_\alpha \Pi_{\alpha\beta} m_\beta.$$

Сохранение потока массы (3) в линейном приближении по $\partial\zeta/\partial x$ дает выражения, связывающие скорости роста кристалла и потока жидкости при стационарном росте, и соотношение для малых отклонений поверхности от плоскости:

$$V = -\frac{\rho}{\Delta\rho} v_{0z}, \quad \Delta\rho \frac{\partial\zeta}{\partial t} = -\rho \left(v_z - v_x \frac{\partial\zeta}{\partial x} \right). \quad (6)$$

Сохранение потока импульса (5) и энергии (4) (см. подробнее [9]) приводит к следующему выражению для разности химических потенциалов:

$$\delta\mu = \frac{\Delta\rho}{\rho\rho'}\delta p - \frac{\alpha}{\rho'}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) + \frac{1}{2}v^2. \quad (7)$$

При этом предполагается, что кристалл неподвижен, поверхностная энергия изотропна, $R_{1,2}$ — главные кривизны поверхности, δp — отклонение давления жидкости от равновесного давления при плоской границе раздела фаз. Скорость роста поверхности определяется выражением

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = K\delta\mu, \quad (8)$$

где K — кинетический коэффициент роста. Движение идеальной жидкости описывается уравнением Лапласа

$$\Delta\varphi = 0, \quad \mathbf{v} = \nabla\varphi, \quad \delta p = -\rho\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}v^2 + g\zeta\right). \quad (9)$$

Введем малые колебания поверхности и жидкости

$$\begin{aligned} \zeta(x, t) &= \zeta_0 \exp(-i\omega t + ikx), \\ \varphi(x, z, t) &= \varphi_0 \exp(-i\omega t + ikx - kz), \end{aligned} \quad (10)$$

удовлетворяющие уравнению Лапласа. С учетом граничных условий (6), (7) и соотношений (8), (9) получаем дисперсионное уравнение кристаллизационных волн

$$\begin{aligned} \omega^2 + \omega k \left[2\frac{\rho}{\Delta\rho}v_{0x} + i\left(\frac{\rho}{\Delta\rho}v_{0z} + \frac{1}{K}\frac{\rho\rho'}{\Delta\rho^2}\right) \right] + \\ + k^2 \left(\frac{\rho}{\Delta\rho}\right)^2 v_{0x}(v_{0x} + iv_{0z}) - \\ - \frac{\alpha\rho}{\Delta\rho^2}k^3 - \frac{g\rho}{\Delta\rho}k = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Для неподвижной жидкости уравнение (11) дает известный закон дисперсии кристаллизационных волн [2]. При скользящем течении жидкости ($v_{0z} = 0$) получается уравнение, выведенное в работах [9, 10], дающее неустойчивость при скоростях, больших 4 см/с. Для чисто нормального падения жидкости ($v_0 \equiv v_{0z}$), когда происходит монотонный рост (или плавление) кристалла, уравнение (11) приобретает вид

$$\omega^2 + i\omega k \left(\frac{\rho}{\Delta\rho}v_0 + \frac{1}{K}\frac{\rho\rho'}{\Delta\rho^2}\right) - \frac{\alpha\rho}{\Delta\rho^2}k^3 - \frac{g\rho}{\Delta\rho}k = 0. \quad (12)$$

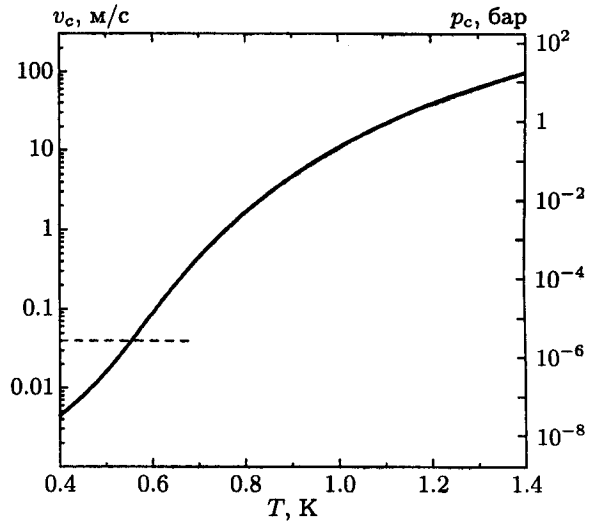


Рис. 2. Зависимость критической скорости от температуры при нормальном падении потока на границу раздела. Штриховой прямой показано значение критической скорости при тангенциальном течении жидкости

Как отмечалось Нозьером и Увагой [9], нормальный поток не изменяет закона дисперсии кристаллизационных волн, что подтверждается видом уравнения. Однако, как видно из уравнения (12), при определенных условиях неустойчивость возникает, что не было отмечено в работе этих авторов. Пока выражение в скобках положительно, мнимые части корней уравнения отрицательны, и малые возмущения затухают со временем. При выполнении условия

$$v_0 < v_c = -\frac{1}{K}\frac{\rho'}{\Delta\rho} \quad (13)$$

мнимые части обоих корней становятся положительными и возмущения экспоненциально растут со временем. Как следует из условия (13), скорость потока отрицательна, т. е. данная неустойчивость несимметрична к процессам плавления и затвердевания и развивается именно при росте кристалла. Зависимость модуля граничной скорости v_c от температуры, вычисленная по значениям кинетического коэффициента роста, приведена на рис. 2. Значения пересыщений вычислены по этой же формуле. Заметим, что сохранение линейной зависимости между скоростью роста и пересыщением может нарушаться при низких температурах и больших отклонениях от равновесия. По этой причине значения пересыщений, приведенные на рис. 2, следует рассматривать как достаточно грубую оценку. Как видно из графика,

в интервале 1–1.4 К скорость потока, необходимая для развития данной неустойчивости, лежит в диапазоне 10–100 м/с, что соответствует скорости роста кристалла 100–1000 м/с. Подобные скорости не достигались в нашем эксперименте.

3.2.2. Цилиндрический кристалл в скользящем потоке жидкости

Возникновение перетяжек на кристаллическом «сталагмите» внешне сходно с процессом капиллярной неустойчивости жидкой струи [18]. Однако процессы, ответственные за разрушение цилиндрической формы, существенно различаются, что не позволяет применить результаты [18] к данному случаю. Достаточно отметить, что перемещение поверхности кристалла обусловлено кинетикой фазовой границы, что принципиально отличается от случая жидкой струи.

Рассмотрим устойчивость цилиндрического кристалла радиуса R , вдоль поверхности которого параллельно оси течет сверхтекучая жидкость со скоростью v . В аксиально-симметричном случае все величины зависят от координаты z вдоль оси кристалла и расстояния r до оси. Введем малые отклонения радиуса ζ с волновым вектором k вдоль оси цилиндра

$$\begin{aligned}\zeta(z, t) &= \zeta_0 \exp(-i\omega t + ikz), \\ \varphi(z, r, t) &= \varphi_0 K_0(kr) \exp(-i\omega t + ikz),\end{aligned}\quad (14)$$

где K_n — функция Бесселя n -го порядка от мнимого аргумента (см. уравнения (9)). С учетом условий (6)–(9), (14) получаем дисперсионное уравнение для малых колебаний:

$$\begin{aligned}\omega^2 + \omega k \left[2 \frac{\rho}{\Delta\rho} v + i \frac{1}{K} \frac{\rho\rho'}{\Delta\rho^2} \frac{K_1(kR)}{K_0(kR)} \right] + \\ + k^2 \left(\frac{\rho}{\Delta\rho} \right)^2 v^2 - \frac{\alpha\rho}{\Delta\rho^2} \left(k^3 - \frac{k}{R^2} \right) \frac{K_1(kR)}{K_0(kR)} = 0,\end{aligned}\quad (15)$$

являющееся обобщением уравнения (11) для цилиндрической поверхности в пренебрежении силой тяжести. Цилиндрическая геометрия приводит к изменению закона дисперсии кристаллизационных волн в отсутствие потока жидкости. Для возмущений с волновыми векторами $k < 1/R$ появляются корни с отрицательной мнимой частью, т.е. экспоненциально растущие со временем. Таким образом, цилиндрическая форма кристалла неустойчива, аналогично неустойчивости жидкой струи. При $T = 0$

($1/K \rightarrow 0$) течение жидкости приводит к сдвигу частоты волн (эффект Доплера), как и для плоской поверхности. Неустойчивость в этом случае, как и в предыдущем, развивается при малых волновых векторах. С ростом скорости потока граница неустойчивости сдвигается в область больших волновых векторов, т.е. неустойчивость имеет место на меньших масштабах. Таким образом, поток жидкости вдоль поверхности кристаллического «сталагмита» способствует развитию неустойчивости, связанной с формой. Возрастание амплитуды цилиндрических осцилляций, как наблюдалось в эксперименте, в некоторых случаях приводит к разрыву «сталагмита».

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРУИ С ГРАНЬЮ КРИСТАЛЛА

При температуре ниже приблизительно 1.3 К возникают равновесные грани базисных плоскостей (0001), а ниже 0.9 К — боковые грани (10 $\bar{1}$ 0). Поведение грани в струе качественно отличается от поведения атомно-шероховатой поверхности. На рис. 3 показаны этапы развития неустойчивости формы кристалла при 0.781 К, когда поток жидкости направлен на базисную плоскость, ориентированную почти параллельно дну контейнера, так что плоскость грани параллельна лучу зрения. Воздействие струи, как и в предыдущем случае, приводит к «притягиванию» кристалла к игле. Однако на всех этапах процесса видна плоскость базисной грани. Даже в наиболее сильном потоке вблизи острия она сохраняется (рис. 3, последние 4 кадра). В отличие от атомно-шероховатой поверхности, не наблюдается касания иглы кристаллом. Поток жидкости, направленный под углом к грани увлекает ее за собой, так что образуется плоский мостик из кристалла, сопровождающий струю до стенки контейнера. Как видно на рис. 3, этот мостик сохраняет ориентацию кристалла, т.е. воздействие струи не разрушает огранку базисной плоскости даже в максимально сильном потоке. Наблюдаемая картина не является стационарной, по-видимому, по причинам, указанным ранее. После касания мостиком кристалла стенки, он расплавляется. На кристалле остается грань, с которой начинается зарождение нового мостика. Таким образом, воздействие струи при скоростях, достигнутых в эксперименте, недостаточно для разрушения базисной огранки. Отметим, что мы также не наблюдали цилиндрической огранки, предсказанной Андреевым [12] для тангенциального течения жидкости. Этот факт не противоречит

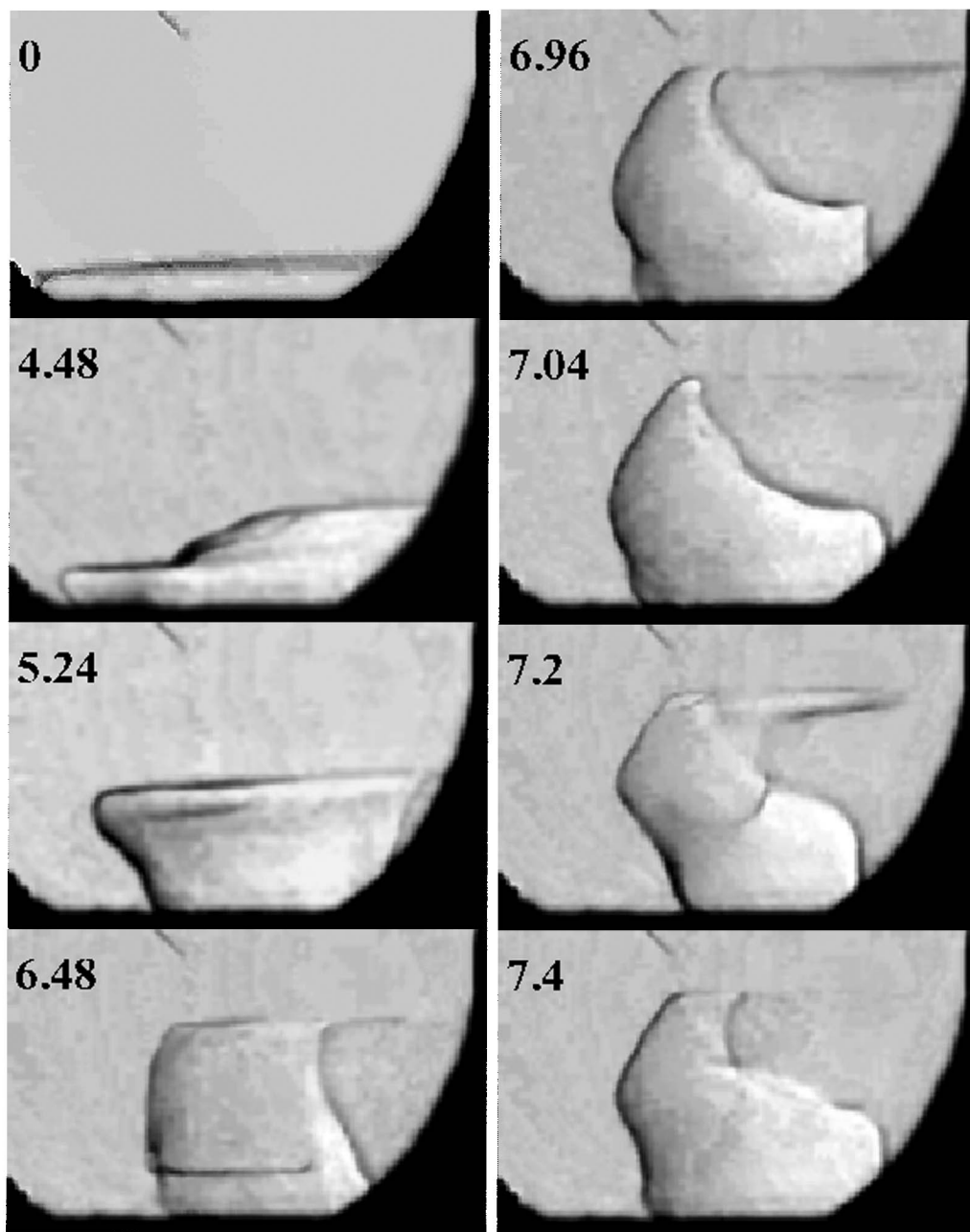


Рис. 3. Взаимодействие струи жидкости с кристаллом ниже обоих переходов ограничения, $T = 0.781$ К. Кристалл лежит на базисной плоскости. Размер поля зрения 8.9×5.6 мм². Цифры на кадрах — время в секундах от начала приложения напряжения, вызывающего поток. Базисная грань сохраняется при максимальных потоках. Видно образование мостика от кристалла к боковой внутренней стенке контейнера под воздействием струи

результатам работы [12], поскольку теоретический вывод Андреева получен в предположении малого изменения всей формы кристалла, что явно не выполнялось в эксперименте.

5. ВЫВОДЫ

Таким образом, в эксперименте удалось наблюдать гидродинамическую неустойчивость фазовой

границы, по-видимому, близкую к теоретически предсказанной в работах Кагана [10] и Нозьера с Увагой [9]. Теоретический анализ выявил новый тип неустойчивости, проявляющейся при росте кристалла при нормальном падении потока на границу. Также показано, что высокая скорость роста поверхности приводит к неустойчивости цилиндрической формы кристалла, причем течение жидкости сдвигает масштаб неустойчивостей в область меньших длин.

Экспериментально наблюдаемое поведение базисной грани в потоке жидкости ниже перехода ограничения пока не имеет теоретического объяснения.

Авторы признательны А. Я. Паршину за ценные замечания по работе. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 02-02-16772).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Чернов, *Современная кристаллография*, Наука, Москва, т. 3 (1980).
2. А. Ф. Андреев, А. Я. Паршин, *ЖЭТФ* **75**, 1511 (1978).
3. К. О. Кешисhev, А. Я. Паршин, А. В. Бабкин, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 63 (1979).

4. J. Bodensohn, P. Leiderer, and K. Nicolai, *Z. Phys. B* **64**, 55 (1986).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, ГИТТЛ, Москва (1957), с. 53.
6. В. С. Эдельман, *УФН* **130**, 675 (1980).
7. М. А. Гринфельд, *ДАН СССР* **290**, 1358 (1986).
8. R. M. Bowley and P. Nozières, *J. de Phys.* **2**, 433 (1992).
9. P. Nozières and M. Uwaha, *J. de Phys.* **47**, 263 (1986).
10. М. Ю. Каган, *ЖЭТФ* **90**, 498 (1986).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
12. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **106**, 1219 (1994).
13. А. В. Бабкин, Д. В. Копелиович, А. Я. Паршин, *ЖЭТФ* **89**, 2288 (1985).
14. V. L. Tsybaleenko, *Cryogenics* **36**, 65 (1996).
15. В. Л. Цымбаленко, *ПТЭ* **4**, 161 (1997).
16. В. Л. Цымбаленко, *ПТЭ* **3**, 77 (1997); **2**, 78 (1999).
17. В. Л. Цымбаленко, *ФНТ* **23**, 619 (1997).
18. В. Г. Левич, *Физико-химическая гидродинамика*, Изд-во АН СССР, Москва (1959).