

Неустойчивость поверхности жидкого водорода и гелия

Л.В. Абдурахимов, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

E-mail: levch@issp.ac.ru

И.М. Халатников

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

Статья поступила в редакцию 9 июля 2012 г.

Обсуждаются результаты проведенных исследований неустойчивости на заряженной и нейтральной поверхностях жидкого водорода и гелия. Заряженная поверхность жидкости теряет устойчивость в электрическом поле, когда его напряженность достигает критического значения, а нейтральная поверхность становится неустойчивой, когда скорость потока жидкости под поверхностью достигает некоторого критического значения. В обоих случаях на поверхность действует дополнительное давление, которое и отвечает за развитие неустойчивости.

Обговорюються результати проведених досліджень нестійкості на зарядженій і нейтральній поверхнях рідкого водню та гелію. Заряджена поверхня рідини втрачає стійкість в електричному полі, коли його напруженість досягає критичного значення, а нейтральна поверхня стає нестійкою, коли швидкість потоку рідини під поверхнею досягає деякого критичного значення. У обох випадках на поверхню діє додатковий тиск, який і відповідає за розвиток нестійкості.

PACS: 68.35.Rh Фазовые переходы и критические явления;
47.27.Gs Изотропная турбулентность; гомогенная турбулентность;
68.03.Kn Динамика (капиллярные волны).

Ключевые слова: жидкий водород, сверхтекучий гелий, неустойчивость, поверхностные волны.

1. Введение

Поверхность жидкого водорода и гелия может быть заряжена как положительными, так и отрицательными зарядами [1,2]. Со стороны пара поверхность жидкости можно зарядить отрицательными зарядами — электронами, так как для них, в отличие от положительных зарядов, на поверхности существует барьер высотой около 1 эВ, препятствующий проникновению зарядов в объем. Со стороны жидкости поверхность можно зарядить как отрицательными, так и положительными зарядами [1].

В присутствии внешнего перпендикулярного электрического поля на поверхности формируется квазидвумерный слой зарядов. Известно, что во внешнем электрическом поле E , приложенном перпендикулярно поверхности, отрицательно заряженная плоская поверхность жидкости теряет устойчивость в полях выше некоторого критического значения [3]. Дальнейшее по-

ведение заряженной поверхности зависит от условий наблюдений [4–8]. При фиксированной плотности электронов, стабилизированных над поверхностью, меньшей максимально достижимой в данном поле, $n < n_{\max} = E/4\pi$, в поле выше некоторого критического можно наблюдать явление реконструкции, заключающееся в образовании статической деформации на поверхности. В случае слабозаряженной поверхности ($4\pi n \ll E$, $E^2 > 16,5\sqrt{\rho g \alpha}$, где ρ — плотность жидкости, g — ускорение свободного падения, α — коэффициент поверхностного натяжения) наблюдается возникновение отдельных многозарядных электронных лунок [3] с характерными размерами, сравнимыми с капиллярной длиной $\lambda = \sqrt{\alpha/\rho g}$. При этом вдали от центра на краях лунки плотность зарядов обращается в нуль. С повышением концентрации электронов над поверхностью реализуется иная ситуация, когда на поверхности возникает луночный кристалл [5], при этом приложенное внешнее электрическое поле час-

тично проникает в объем жидкости, т.е. заряженная поверхность жидкости не является эквипотенциальной.

Как показано в работе [9], при полной экранировке приложенного электрического поля заряженным слоем электронов $n = n_{\max}$ также можно наблюдать возникновение неустойчивости заряженной поверхности сверхтекучего гелия. Значение критического электрического поля E_c , при котором плоская поверхность толстого слоя жидкости ($h \gg \lambda$) теряет устойчивость, не зависит от расстояния h . При толщинах слоя h порядка λ величина E_c понижается с уменьшением расстояния h , а при $h < \lambda$ это изменение описывается зависимостью $E_c^2 = 4\pi\rho gh$ [9,10]. В теоретической работе [11] обсуждалась возможность наблюдения стационарного состояния реконструированной отрицательно заряженной поверхности пленки He II толщиной $h \ll \lambda$ при полной компенсации зарядами приложенного электрического поля. Экспериментально стационарную реконструкцию эквипотенциально заряженной поверхности жидкости в переходной области толщин $h \approx \lambda$ исследовали в работе [12].

В обсуждаемых ниже экспериментах мы изучали устойчивость положительно заряженной поверхности. Положительные заряды (кластеры диаметром около 10 \AA [13]) были локализованы под поверхностью слоя жидкого водорода. Управляющий электрод (коллектор) расположен на расстоянии $d \approx \lambda$ в паре над поверхностью жидкости. Плотность зарядов под поверхностью равна максимальной и определяется величиной напряжения U , приложенного к обкладкам конденсатора, так что в стационарном режиме $E = U/d$ и заряженный слой полностью экранирует электрическое поле в объеме жидкости в полях как ниже, так и выше критического значения E_c .

При обсуждении причин возникновения неустойчивости на заряженной поверхности жидкости следует учитывать, что на поверхности жидкости могут распространяться волны, закон дисперсии которых обусловлен действием гравитационного поля, сил поверхностного натяжения и приложенного электрического поля. На низких частотах (большие длины волн) по поверхности распространяются гравитационные волны, а при высоких частотах — капиллярные. В случае положительно заряженной поверхности приложенное внешнее электрическое поле создает дополнительную силу, направление которой противоположно силе тяжести (поле растягивает поверхность).

Спектр линейных колебаний заряженной плоской поверхности жидкости, помещенной между обкладками горизонтально расположенного плоского конденсатора, описывается известным выражением [10]:

$$\omega_k^2 = k \operatorname{th}(kh)(g + \sigma k^2/\rho - 2kP \operatorname{cth}(kd)/\rho), \quad (1)$$

где ω_k — частота волны с волновым вектором k , h — толщина слоя жидкости, d — расстояние от поверхности жидкости до верхней обкладки конденсатора, $P = (U/d)^2/8\pi$ — давление электрических сил на плоской невозмущенной поверхности, U — разность потенциалов между обкладками конденсатора. В этой формуле предполагается, что электрическое поле в объеме жидкости полностью экранируется поверхностными зарядами.

В предельном случае, когда расстояние от поверхности жидкости до управляющей обкладки конденсатора мало, так что $kd \ll 1$, и глубина жидкости велика, $kh \gg 1$, спектр колебаний заряженной поверхности жидкости может быть записан в виде

$$\omega_k^2 = k(G + \sigma k^2/\rho), \quad (2)$$

где величина $G = g - 2P/\rho d$ играет роль эффективного ускорения свободного падения. При напряжениях вблизи критического значения для тонкой пленки [10]

$$U_{c1} = 4\pi\rho g d^{3/2}, \quad (3)$$

где поверхность теряет устойчивость, эффективное ускорение G стремится к нулю. Вблизи U_{c1} закон дисперсии волн ω_k становится близким к закону дисперсии капиллярных волн и описывается монотонной степенной зависимостью от волнового вектора k , начиная с малых k

$$\omega_k \approx (\sigma/\rho)^{1/2} k^{3/2}. \quad (4)$$

Для глубокой жидкости $kh \gg 1$ и большого расстояния до управляющего электрода $kd \gg 1$ с ростом напряжения U на кривой (1), описывающей зависимость ω_k , возникает локальный минимум, когда волновой вектор k сравнивается с обратной капиллярной длиной $1/\lambda$. Когда приложенное напряжение U равно критическому $U = U_c = (2\pi\sigma\lambda^{-1/2})^{1/2} d$, частота ω_k обращается в нуль, и плоская заряженная поверхность становится неустойчивой.

Следует отметить, что изучение закона дисперсии волн на положительно заряженной поверхности в полях, близких к критическому значению, оказалось важным для наших последующих экспериментов по капиллярной турбулентности на поверхности жидкости. Кроме того, эти эксперименты позволяют ответить на вопрос о типе фазового перехода заряженной поверхности из плоского в реконструированное состояние с ростом тянущего поля.

Наряду с экспериментами по изучению неустойчивости на заряженной поверхности жидкого водорода и гелия мы провели серию наблюдений возникновения неустойчивости на нейтральной границе раздела жидкость–пар. Известно, что неустойчивость Кельвина–Гельмгольца [14] обусловлена противоположно направленным течением двух сред с разными характери-

стиками, создающими поверхность раздела. При большой разности скоростей на поверхности раздела может формироваться слой «пены», в котором генерируется вихревое течение. Довольно часто это явление наблюдается в атмосфере Земли, когда встречаются два воздушных потока с различной температурой [15], и на поверхности воды [16], когда под действием порыва ветра на поверхности формируется рябь из капиллярно-гравитационных волн.

В случае сверхтекучего ^4He II такими двумя средами, формирующими поверхность раздела, являются жидкий гелий и пар. На возможность развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на поверхности сверхтекучего ^4He II впервые, по-видимому, обратил внимание Коршунов [17] (см. также его работу [20] и статьи Халатникова [22–24]). В работе [17] отмечено, что потеря устойчивости поверхности сверхтекучего гелия в экспериментах [18,19] может быть связана с развитием неустойчивости типа Кельвина–Гельмгольца, и в присутствии стационарного теплового потока под поверхностью спектр поверхностных колебаний жидкого гелия (1) без учета вязкости модифицируется и записывается в виде

$$\omega^2 = g\kappa + (\sigma/\rho)\kappa^3 - (\rho_n/\rho_s)(v_n\kappa)^2, \quad (5)$$

где v_n — скорость нормальной компоненты. Как видно из структуры этого уравнения, при некоторых значениях скорости нормальной компоненты v_n квадрат частоты ω^2 становится отрицательным, что означает потерю устойчивости поверхностью. По своей структуре уравнение (5) напоминает уравнение (1). Благодаря этой аналогии можно сделать вывод, что поток нормальной компоненты в объеме сверхтекучего гелия изменяет давление под поверхностью жидкости в отличие от рассмотренного выше случая, когда электрическое поле в случае заряженной поверхности создает дополнительное растягивающее напряжение. Неустойчивость развивается на критическом волновом векторе, который равен

$$k_c = (\rho g/\sigma)^{1/2} \quad (6)$$

и при температуре $T = 1,8 \text{ K}$ $k_c = 21 \text{ см}^{-1}$.

Следует отметить, что последующее рассмотрение с учетом вязкости сверхтекучего гелия [20] не дает ответа на вопрос о параметрах возникающей структуры. Поверхность сверхтекучего гелия теряет устойчивость, когда разность скоростей нормальной и сверхтекучей фаз w_{c0} , движущихся навстречу друг другу под поверхностью жидкости, достигает порогового значения

$$w_{c0}^2 = 2(\rho^3 g\sigma)^{1/2}/\rho_n\rho_s. \quad (7)$$

Учет вязкости нормальной компоненты жидкого гелия приводит к понижению оценки порогового значения в отношении $(\rho_n/\rho)^{1/2}$:

$$w_c = (\rho_n/\rho)^{1/2} w_{c0}, \quad (8)$$

т.е. при температуре $T = 1,8 \text{ K}$ теоретический порог понижается почти в два раза и составляет приблизительно 7 см/с .

Наряду со стационарным потоком тепла в объеме ^4He II могут распространяться обычные звуковые волны (колебания плотности) — первый звук, и слабозатухающие волны энтропии (или температурные волны) — второй звук. Скорость второго звука c_2 меньше скорости первого звука и не зависит от частоты

$$\omega = c_2 k,$$

где ω и k — частота и волновой вектор волны. При температурах ниже 2 K скорость второго звука составляет примерно 20 м/с [21]. Обычно второй звук в гелии генерируется малоинерционным нагревателем в виде пленочного сопротивления. Кроме переменной составляющей — волн второго звука, излучаемых на удвоенной частоте задающего генератора, от нагревателя в объем идет постоянный тепловой поток. В общем случае волны, распространяющиеся на поверхности жидкости, могут взаимодействовать со звуковыми волнами в объеме жидкости, в частности с объемным вторым звуком. Поэтому представлялось интересным изучить взаимодействие поверхностных волн, возникающих, например, под действием распространяющегося от нагревателя постоянного теплового потока, с волнами второго звука.

Взаимодействие стоячих волн второго звука с поверхностью сверхтекучего ^4He изучалось ранее экспериментально [18,19]. При малых амплитудах второго звука было обнаружено формирование на поверхности ^4He II постоянного рельефа, причем период рельефа точно соответствовал длине стоячей волны. Образование постоянного рельефа было объяснено Халатниковым [22]. В работе [22] формирование рельефа связывают с возникновением стоячих волн второго звука в объеме жидкости, которые приводят к появлению дополнительного давления, а не с потерей устойчивости поверхности жидкости под действием стационарного теплового потока. Обсуждению трансформации волн второго звука в поверхностные волны посвящена также последующая работа Халатникова, Колмакова и Покровского [23], где рассмотрена параметрическая трансформация волны второго звука в две волны, сопровождаемая Черенковским излучением поверхностной волны.

Как показали эксперименты [18,19], при дальнейшем повышении интенсивности накачки при потоке тепла выше некоторого критического значения поверхность переходила в нестационарное состояние: наблюдались колебания поверхности на частотах много меньших частоты накачки. Для объяснения наблюдаемой неустойчивости поверхности было предложено несколько теоретических моделей [17,24]. В работе [24] было показано, что нестационарное состояние по-

верхности может быть связано с неустойчивостью системы двух нелинейно связанных гармонических осцилляторов, в условиях, когда один из осцилляторов возбуждается внешней силой на частоте ω , а резонансная частота второго осциллятора совпадает с удвоенной частотой накачки 2ω . Как сказано выше, в работе [17] была предложена альтернативная модель, связывающая формирование низкочастотной волны с возникновением неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и наличием постоянного теплового потока в объеме сверхтекучего He II, т.е. существованием стационарного противотока нормальной и сверхтекучей фаз, а в работах [22,24] рассмотрен случай высокодобротного резонатора волн второго звука, когда амплитуда стоячей волны была значительной и воздействием постоянного теплового потока пренебрегали.

Тепловой поток в He II переносится нормальной компонентой, навстречу которой движется сверхтекучая компонента. Плотность теплового потока, идущего от плоского нагревателя, может быть записана как [25]

$$Q/\Sigma = \rho v_n S T, \quad (9)$$

где Q — мощность, рассеиваемая на нагревателе, Σ — площадь нагревателя, равная в наших экспериментах $1,2 \text{ см}^2$, ρ — плотность жидкости, v_n — скорость нормальной компоненты, S — энтропия, T — температура. Скорость нормальной компоненты прямо пропорциональна мощности, выделяемой на нагревателе, поэтому при обсуждении результатов наших экспериментов в качестве переменного параметра может быть принята мощность Q .

2. Экспериментальная методика

Эксперименты были проведены в оптических ячейках, которые размещались в гелиевом криостате. Для изучения неустойчивостей поверхности водорода и поверхности сверхтекучего гелия мы использовали две различные ячейки. В экспериментах с жидким водородом жидкость конденсировали в медный стакан, внутренним диаметром 25 мм и высотой 3 мм (рис. 1). Температура жидкого водорода составляла 15–17 К. На дне стакана располагалась плоская радиоактивная мишень. Излучаемые мишенью β -электроны ионизировали тонкий слой жидкости вблизи мишени. На расстоянии 3–4 мм над поверхностью жидкости размещалась управляющая металлическая пластина. Между верхней пластиной и медным стаканом прикладывалось постоянное напряжение, при этом под поверхностью накапливались положительные заряды. Заряженная поверхность жидкости и верхняя металлическая пластина образовывали плоский конденсатор. Для возбуждения колебаний на поверхности жидкости к медному стакану в дополнение к постоянному прикладывали переменное напряжение. Частота колебаний напряжения

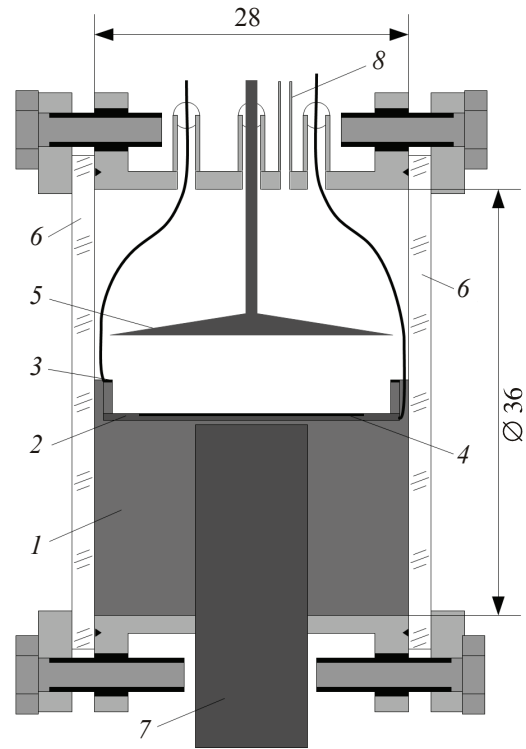


Рис. 1. Конструкция экспериментальной ячейки для изучения свойств волн на поверхности жидкого водорода: 1 — гетинакс, 2 — нижняя обкладка конденсатора (медный стакан), 3 — охранное кольцо, 4 — радиоактивная мишень, 5 — верхняя обкладка конденсатора, 6 — кварцевое окно, 7 — медный холодопровод, 8 — капилляр набора.

совпадала с одной из резонансных частот ячейки, так что на поверхности возникали стоячие волны.

Состояние поверхности можно было контролировать с помощью видеокамеры. Кроме того, поверхностные колебания регистрировались по вариациям мощности отраженного от поверхности лазерного луча. Отраженный от колеблющейся поверхности луч с помощью линзы фокусировался на фотоприемник (рис. 2). Ток на фотоприемнике, прямо пропорциональный мощности отраженного луча, регистрировался аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и записывался.

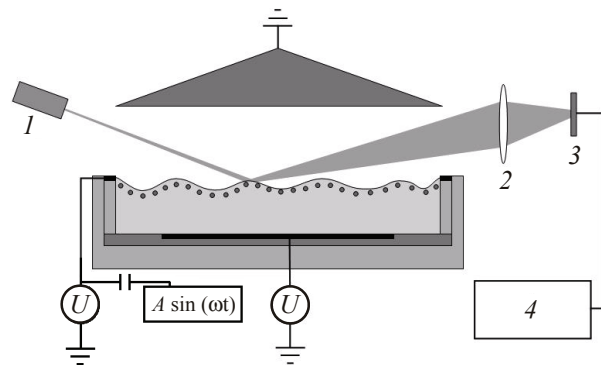


Рис. 2. Схема эксперимента. 1 — лазер, 2 — линза, 3 — фотоприемник, 4 — АЦП.

ся в память компьютера. Время записи стационарного распределения изменялось в пределах 3–100 с. Экспериментальные данные обрабатывались программой быстрого фурье-преобразования (FFT), позволяющей получить распределение амплитуд гармоник по частоте. Как показано в [26], в случае «широкого» луча, когда пятно лазера на поверхности много больше характерных длин волн, спектр мощности отраженного лазерного луча прямо пропорционален спектру поверхностных колебаний, $P_{\omega}^2 \sim \eta_{\omega}^2$. Здесь P_{ω} — фурье-компонента сигнала, ω — частота, η_{ω} — фурье-компонента поверхностных колебаний.

Для определения собственных частот колебаний поверхности жидкого водорода применялась следующая методика. Частота переменного напряжения плавно изменялась от 1,5 до 150 Гц. При некоторых частотах на поверхности жидкого водорода устанавливалась стоячая резонансная волна. Амплитуда колебаний отраженного от поверхности лазерного луча резко увеличивалась и становилась больше размеров фотоприемника (показанная на рис. 2 собирающая линза удалялась из схемы). При этом среднее значение интенсивности света, регистрируемое фотоприемником, значительно уменьшалось. Для повышения точности измерений сигнал с фотоприемника усреднялся по времени. Таким образом, минимумы на кривой, описывающей зависимость регистрируемого на фотоприемнике напряжения от частоты, соответствуют ситуации, когда частота возбуждения совпадает с одной из резонансных частот поверхностных колебаний.

Это позволяет определить собственные частоты колебаний поверхности жидкости в экспериментальной ячейке $\omega_n = f(n)$, где n — номер резонанса.

В условиях цилиндрической геометрии стоячая волна на поверхности жидкости описывается уравнением

$$\zeta(r, t) = A_n J_0(k_n R) \cos(\omega_n t), \quad (10)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, R — внутренний радиус охранного кольца, A_n — амплитуда волны. Связь номера резонанса с волновым вектором резонансной стоячей волны $k_n = s(n)$ находится из уравнения

$$J_1(k_n R) = 0.$$

Это эквивалентно условию, при котором на диаметре ячейки $2R$ располагаются $2n$ узлов стоячей волны. Таким образом, знание зависимостей $\omega_n = f(n)$ и $k_n = s(n)$ позволяет однозначно определить закон дисперсии поверхностных волн $\omega_n = \omega(k_n)$.

В экспериментах со сверхтекучим гелием жидкость конденсировали в прямоугольную ячейку из оргстекла размером 24×17 мм и глубиной 5 мм, смонтированную внутри цилиндрического металлического корпуса. Температуру жидкости контролировали угольным ре-

зистором. Нагреватель и болометр располагали на противоположных боковых стенах друг напротив друга. Нагреватель и болометр были изготовлены на установке ВУП-5 напылением сплава олово–медь на кварцевую подложку с размерами 24×5 мм и толщиной 0,5 мм по технологии, описанной в [27]. Контакты из медной проволоки подводились к нагревателю и болометру по дну ячейки через специальные отверстия диаметром 1 мм в нижней части боковых стенок. Электрический контакт между болометром/нагревателем и медными проводами создавался серебряной пастой. Для повышения сопротивления и обеспечения однородности нагревателя пленка на нагревателе была процарапана иглой таким образом, что полосы пленки одинаковой ширины образовывали меандр.

Для возбуждения второго звука через нагреватель пропускали переменный электрический ток $I = I_0 \sin(\omega t)$, при этом на нагревателе выделялась мощность $Q = I^2 R_n = \frac{1}{2} I_0^2 R_n (1 + \cos(2\omega t))$. Следовательно, можно считать, что нагреватель создает в жидкости постоянный поток нормальной компоненты, движущейся от нагревателя, который компенсируется протокотком сверхтекучей компоненты, и одновременно генерирует в He II волны второго звука на частоте 2ω . Таким образом, при обсуждении явлений, связанных с возникновением неустойчивости на поверхности сверхтекучей жидкости, необходимо учитывать оба подхода, рассматриваемых в работах [17,22]. Очевидно, что при протекании через нагреватель постоянного тока величиной I_0 в жидкость излучается только постоянный поток тепла вдвое большей мощности, т.е. здесь выполняется приближение [17].

Для снижения уровня паразитных шумов, вызываемых колебаниями поверхности жидкости в ячейке под действием механических колебаний здания, гелиевый криостат устанавливали на специальную тяжелую платформу, поддерживаемую в горизонтальном положении пневмопружинами. Характерные частоты этих паразитных шумов сосредоточены в области 10 Гц, что соответствует возбуждению на поверхности колебаний с длиной волны около 1 см.

3. Экспериментальные результаты

Жидкий водород

Неустойчивость положительно заряженной поверхности в статическом электрическом поле. При малых напряжениях между обкладками конденсатора эквипотенциально заряженная поверхность жидкости монотонно изгибалась в сторону коллектора. При повышении приложенного напряжения и достижении некоторого критического значения U_{c1} поверхность жидкости деформировалась, на поверхности возникал макроскопический выступ — холм высотой порядка 0,1 мм и характерными линейными размерами в не-

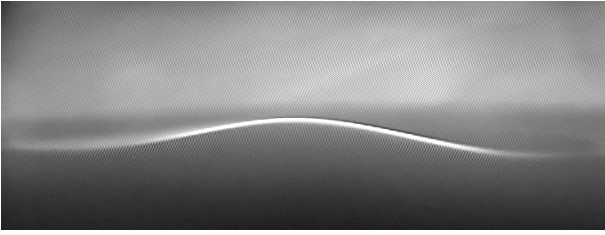


Рис. 3. Фотография заряженной поверхности жидкого водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку конденсатора. Линейный горизонтальный размер видимого изображения равен 10 мм.

сколькимиллиметром. Этот одиночный холм можно было передвигать к середине конденсатора, слегка изменяя наклон ячейки.

На рис. 3 приведена фотография реконструированной заряженной поверхности жидкого водорода, которую наблюдали при разности потенциалов между обкладками диода $U = 1620$ В и температуре 17 К. В середине фотографии отчетливо виден холм. Отметим, что линейный горизонтальный размер показанного на фотографии участка поверхности составляет 10 мм, что в два с половиной раза меньше диаметра медного стакана.

На рис. 4 точками показан результат сканирования изображения профиля холма. В постоянном поле форма профиля сохранялась неизменной за время наблюдений более 10^3 с. Ток положительных зарядов через поверхность, который мы измеряли с помощью электрометра, подсоединенного к верхней обкладке конденсатора, был менее 10^{-15} А. Высоту деформированного участка поверхности (холма) в центре конденсатора можно было изменять, варьируя напряжение между обкладками конденсатора.

Таким образом, в этих экспериментах показана возможность существования стационарной реконструированной эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной экранировки зарядами внешнего электрического поля. В наших экспериментах в области низких частот выполняются условия $kd < 1$, $kh < 1$.

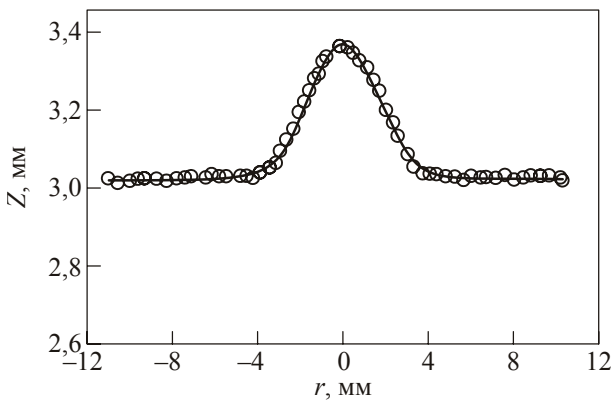


Рис. 4. Профиль заряженного холма, полученный сканированием фотографии на рис. 3. $U = 1620$ В, $T = 17$ К.

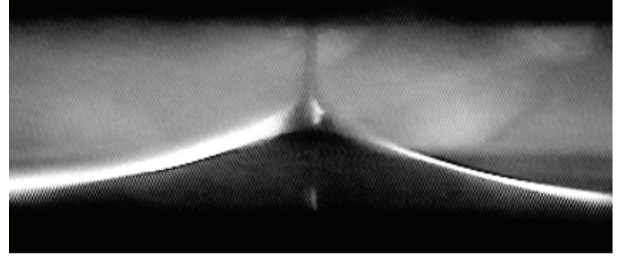


Рис. 5. Фотография заряженной поверхности в момент разряда при $U = 1750$ В, $T = 15$ К. Горизонтальный размер 5 мм.

При последующем плавном повышении напряжения оказалось, что когда приложенное напряжение превосходило первое критическое U_{c1} примерно на 20%, холм на заряженной поверхности терял устойчивость и возникал импульсный разряд (второе критическое напряжение U_{c2}). При разряде из вершины холма была заряженная струя жидкости — гейзер. Фотография поверхности жидкости в момент разряда показана на рис. 5. При разряде на коллектор приходит порядка 10^8 зарядов. При постоянном напряжении после разряда поверхность возвращалась в плоское исходное состояние, а затем процесс повторялся [28].

Отметим, что при ступенчатом включении напряжения, в несколько раз превосходящего U_{c2} , поверхность жидкости вновь становилась плоской и электрометр регистрировал прохождение зарядов через поверхность без образования на ней какой-либо структуры [29]. Ток, протекающий через верхний электрод (коллектор), был в несколько раз меньше тока насыщения мишени в жидкости, т.е. электрическое поле было меньше поля пробоя в жидкости или газе. По-видимому, аналогичное явление — «электронное кипение жидкости» при прохождении положительных зарядов через поверхность в сильных полях ранее наблюдали в работе [30] в экспериментах с жидким гелием и азотом.

Зависимость максимального угла отклонения лазерного луча β , отражающегося от поверхности водорода, от приложенного напряжения U при напряжениях,

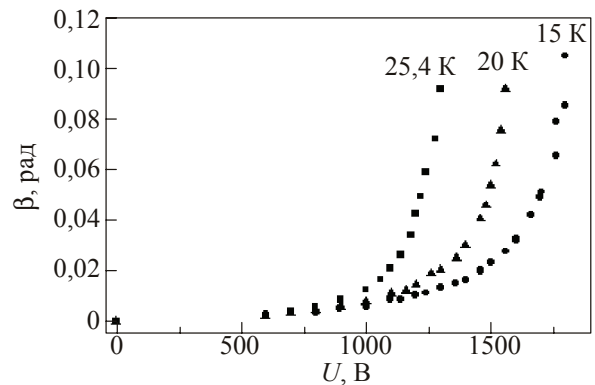


Рис. 6. Зависимость угла отражения лазерного луча β от приложенного напряжения U при различных температурах.

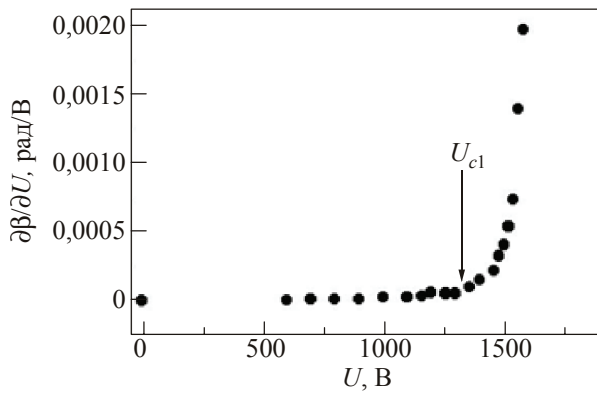


Рис. 7. Производная по напряжению зависимости $\beta(U)$, измеренной при $T = 20$ К. Стрелкой отмечено первое критическое напряжение U_{c1} .

близких к критическому U_{c1} , при температурах измерений 15, 20 и 25,4 К представлена на рис. 6 [31]. Поясним, что в этом эксперименте мы находили точку на поверхности жидкости, где угол отражения был максимальным.

На рис. 7 приведена производная $d\beta/dU$, построенная по кривой, описывающей зависимость $\beta(U)$ при 20 К. Видно, что при малых напряжениях $U < U_{c1}$ угол β слабо возрастает с ростом напряжения. При превышении критического напряжения U_{c1} , отмеченного на рисунке стрелкой, производная $d\beta/dU$ резко возрастает, т.е. зависимость β от напряжения U становится более крутой. Значения U_{c1} при различных температурах, рассчитанные по графикам производных $d\beta/dU$, показаны точками на рис. 8. Видно, что с ростом температуры значения U_{c1} плавно уменьшаются.

Полученные в наших экспериментах значения первого критического напряжения U_{c1} , т.е. напряжения при котором на плоской поверхности жидкости возникает холм, оказались близки к величине прижимающе-

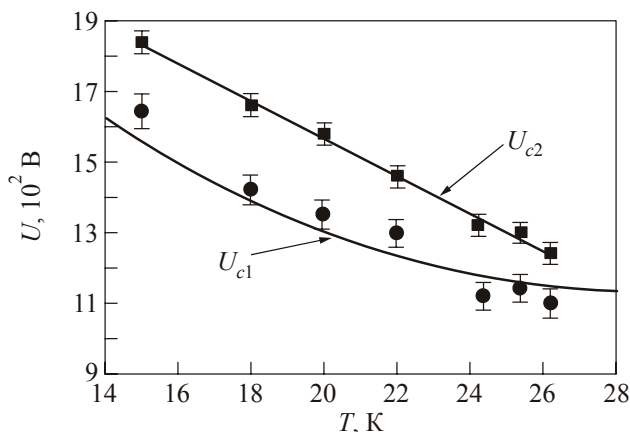


Рис. 8. Температурные зависимости первого U_{c1} и второго U_{c2} критических напряжений заряженной поверхности жидкого водорода. Точки — эксперимент. Нижняя кривая $U_{c1}(T)$ — расчет, верхняя прямая демонстрирует линейную температурную зависимость U_{c2} .

го напряжения, при котором, согласно [10], теряет устойчивость плоская бесконечная эквипотенциально заряженная поверхность слоя жидкости глубиной много меньше капиллярной постоянной λ , равной $\sim 1,2$ см.

На рис. 8 сплошной кривой показана рассчитанная, согласно [10], зависимость критического напряжения $U_{c1}(T) = \sqrt{4\pi g \rho d^3}$ от температуры жидкости. С ростом температуры значение $U_{c1}(T)$ уменьшается из-за понижения плотности жидкости ρ , а также из-за уменьшения расстояния d между поверхностью жидкости и управляющим электродом вследствие перераспределения водорода между жидкой и паровой фазами в замкнутом контейнере при постоянной массе водорода (давление в контейнере растет при повышении температуры). Видно, что в интервале температур 15–26 К экспериментальная зависимость U_{c1} хорошо совпадает с расчетной кривой $U_{c1}(T)$.

Таким образом, величина и температурная зависимость первого критического напряжения U_{c1} , при котором наблюдается реконструкция плоской поверхности жидкости, могут быть описаны в рамках простой модели бесконечного тонкого слоя с заряженной поверхностью. Как видно на рис. 8, второе критическое напряжение U_{c2} , так же, как и первое критическое напряжение U_{c1} уменьшается с повышением температуры, причем эта зависимость близка к линейной (на рисунке для иллюстрации через экспериментальные точки U_{c2} проведена прямая линия).

При напряжениях выше второго критического значения U_{c2} заряженная реконструированная поверхность неустойчива. Струя, которая вырывается из вершины холма при разряде, имеет характерный диаметр в несколько десятых долей миллиметра, т.е. много меньше капиллярной длины. Аналогичное явление — возникновение ионных струй (гейзеров) на поверхности сверхтекучего гелия в сильных полях наблюдали в работе [9] и в работе [32]. Вопросы о развитии неустойчивости на заряженной реконструированной поверхности при напряжениях вблизи U_{c2} и о причинах близкой к линейной температурной зависимости U_{c2} требуют отдельного исследования.

Как видно на рис. 8, на фазовой диаграмме $U-T$ можно выделить область существования стационарного холма на заряженной поверхности, заключенную между кривыми $U_{c1}(T)$ и $U_{c2}(T)$. Поэтому есть основания утверждать, что нам удалось наблюдать фазовый переход плоской заряженной поверхности в новое устойчивое состояние.

Судя по зависимостям $\beta(U)$ и $\beta'(U)$ образование холма на эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной компенсации зарядами приложенного электрического поля и сохранения объема жидкости в слое является переходом, близким к фазовому переходу второго рода. Действительно, на графике производной $d\beta/dU$ (рис. 7) в точке $U = U_{c1}$ наблюдается излом,

(т.е. скачком меняется вторая производная), а не скачок, как это требовалось бы для фазового перехода первого рода. В пользу перехода второго рода свидетельствуют и результаты измерений спектра поверхностных колебаний в электрических полях выше и ниже критического значения [33], которые представлены ниже. Высота холма увеличивается плавно от нуля с ростом тянущего напряжения при $U > U_{c1}$. Заметим, что в диапазоне напряжений $U_{c1} < U < U_{c2}$ высота холма мала по сравнению с расстоянием между поверхностью и верхним электродом d с капиллярной длиной λ . В то же время из расчетов [34] следует, что высота холма, возникающего на поверхности при $U = U_{c1}$, может иметь конечное значение вследствие конечной величины угла смачивания жидкостью стенок охранного кольца рабочей ячейки. Однако эта начальная высота холма мала по сравнению с расстоянием d , т.е. по сравнению с капиллярной длиной λ применительно к нашим экспериментам, в меру малости угла смачивания. Так как в наших экспериментах жидкий водород конденсировали под срез охранного кольца, то угол между заряженной поверхностью и поверхностью охранного кольца действительно был близок к нулю. К сожалению, конкретные условия нашего эксперимента в работе [34] ввиду сложности решения задачи не рассматривались.

Волны на поверхности заряженной жидкости. На рис. 9 приведена типичная экспериментальная запись усредненных по нескольким измерениям осцилляций интенсивности света, отраженного от поверхности водорода, в зависимости от частоты переменного напряжения $V = \omega/2\pi$, подаваемого на охранное кольцо [33]. (Схема измерений показана рис. 2. Отраженный свет регистрировали фотоприемником.) Глубокие минимумы на кривой соответствуют возникновению на поверхности жидкости в рабочей ячейке стоячей волны. Вблизи минимумов указаны номера резонансов. Доб-

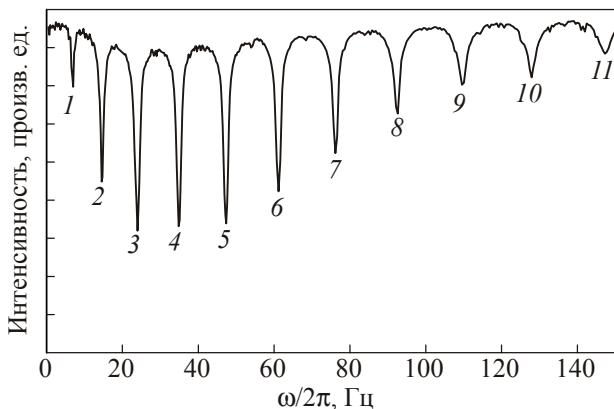


Рис. 9. Экспериментальная запись средней интенсивности света в зависимости от частоты переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо. Номера резонансов стоячих волн на поверхности водорода указаны вблизи минимумов. Постоянное напряжение $U = 954$ В.

ротность экспериментальной ячейки в исследуемом интервале частот составляла 30–50, что позволяло надежно определять значения резонансных частот ω_n . Из экспериментальных записей, аналогичных приведенным на рис. 9, можно установить соответствие между номером резонанса и частотой переменного напряжения $\omega_n = f(n)$. По этой зависимости с использованием рассчитанных по функции $k_n = s(n)$ волновых векторов далее восстанавливали спектр колебаний поверхности $\omega(k)$.

Повышение напряжения U выше критического значения U_{c1} переводит заряженную поверхность в реконструированное состояние, на поверхности возникает холм. В этом случае дисперсионная зависимость может изменяться и отличаться от предсказаний теории. Измерения дисперсионной кривой $\omega(k)$ выше и ниже критического напряжения U_{c1} дают уникальную возможность ответить на вопрос о роде фазового перехода при реконструкции заряженной поверхности жидкости в условиях полной экранировки зарядами перпендикулярного электрического поля.

На рис. 10 показаны записи изменений интенсивности света отраженного луча в зависимости от частоты переменного напряжения в полях выше и ниже критического значения, равного для данных измерений $U_{c1} = 1240$ В. На рисунке видно, что с повышением напряжения характерные резонансы сдвигаются в сторону низких частот. На кривых, записанных при высоком напряжении, наблюдается повышение уровня шума, что, возможно, связано с дополнительным возбуждением поверхности ввиду частичного выхода зарядов из-под поверхности в пар в электрическом поле, близком ко второму критическому значению.

Результаты обработки экспериментальных данных, полученные при трех разных напряжениях между обкладками конденсатора $U = 283, 954$ и 1080 В, показаны точками на рис. 11 в двойном логарифмическом

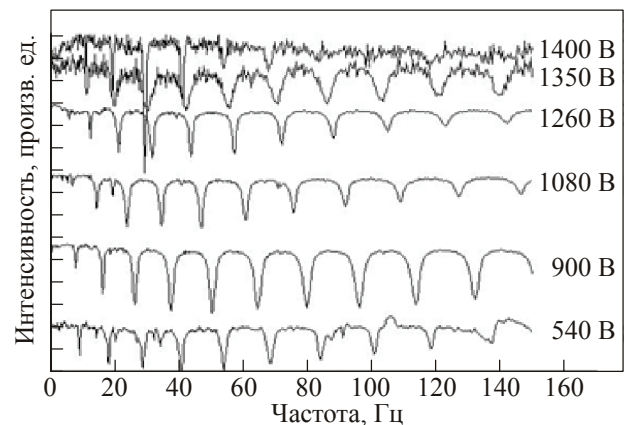


Рис. 10. Экспериментальная запись средней интенсивности света в зависимости от частоты переменного напряжения, подаваемого на охранное кольцо. Постоянные напряжения указаны у кривых.

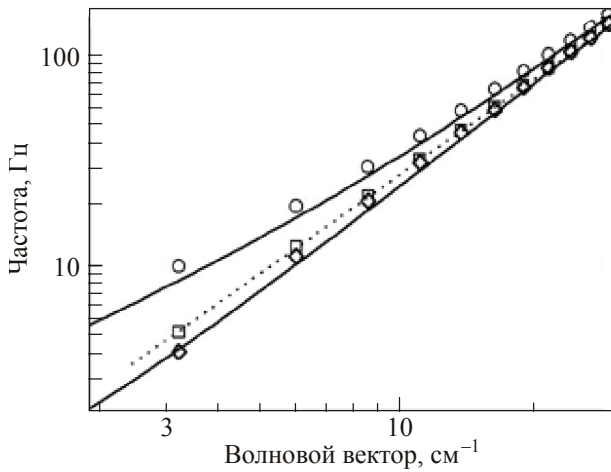


Рис. 11. Дисперсионные кривые волн на заряженной поверхности слоя жидкого водорода. Постоянное напряжение, В: 283 (○), 954 (□) и 1080 (◇). Температура измерений $T = 16$ К.

масштабе. Измерения зависимости $\omega(k)$ были выполнены при постоянных напряжениях как значительно меньше критического значения U_{c1} , так и при напряжениях близких к U_{c1} .

Сплошные линии на рис. 11 рассчитаны по формуле (3) при напряжениях $U = 283$ и 1080 В, заданном значении толщины слоя жидкости $h = 2,7$ мм и расстоянии от поверхности до верхней обкладки $d = 2,5$ мм (оба значения были меньше капиллярной длины λ). Оказалось, что выражение (1) хорошо описывает экспериментально наблюдаемую частотную зависимость $\omega/2\pi = f(k)$ во всем интервале напряжений. С повышением напряжения спектр поверхностных волн смягчается — частота колебаний с данным волновым вектором k_n уменьшается. Пунктирная линия соответствует степенной функции $\omega \sim k^{3/2}$, которая описывает дисперсию капиллярных волн на поверхности глубокой жидкости. Видно, что при напряжениях свыше $0,8U_{c1}$ закон дисперсии поверхностных волн $\omega_n(k_n)$ в условиях $h \approx d \approx k_c^{-1}$ хорошо аппроксимируется этой зависимостью.

На рис. 12 показаны зависимости частоты второго, третьего и седьмого резонансов поверхностных колебаний от прижимающего электрического напряжения U . Отметим, что с ростом напряжения частоты резонансов монотонно понижаются при повышении напряжения выше критического значения.

Сверхтекучий гелий

Неустойчивость и генерация волн на нейтральной поверхности сверхтекучего He II. В результате исследований было установлено, что переход поверхности сверхтекучего гелия из плоского равновесного состояния в нестационарное состояние под действием движения нормальной компоненты в объеме жидкости

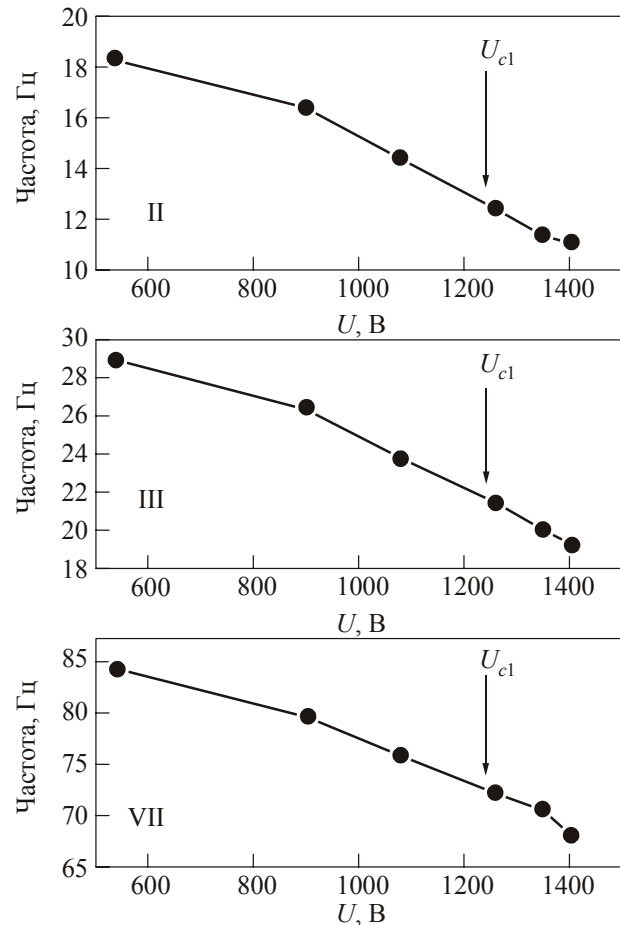


Рис. 12. Зависимость частоты от прижимающего напряжения для второго, третьего и седьмого резонансов ячейки. Стрелками указано значение первого критического напряжения.

имеет пороговый характер. При мощности на нагревателе $Q \leq 6 \cdot 10^{-4}$ Вт распределение колебаний поверхности по частотам P_{ω}^2 определяется внешними шумами и не реагирует на включение нагревателя. При больших мощностях наблюдается появление резонансных пиков. На рис. 13 представлены три записи распределения P_{ω}^2 , описывающие спектр колебаний поверхности сверхтекучего гелия при пропускании стационарного теплового потока под поверхность. Графики построены в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что амплитуды колебаний поверхности на рис. 13(а) почти на порядок ниже, чем на рис. 13(б) и (в). При малой мощности $Q = 7,4 \cdot 10^{-4}$ Вт на графике наблюдается только один широкий пик на частоте около 160 Гц. Далее при незначительном повышении мощности до $8,6 \cdot 10^{-4}$ Вт появился второй пик на частоте 320 Гц, а также можно различить слабый пик на частоте 80 Гц. При мощности $1,6 \cdot 10^{-3}$ Вт, почти в три раза превосходящей пороговое значение, наблюдаются уже 9 гармоник в интервале от 45 до 400 Гц. Отметим, что с повышением мощности теплового потока частота генерации первой гармоники понижается. Кроме того,

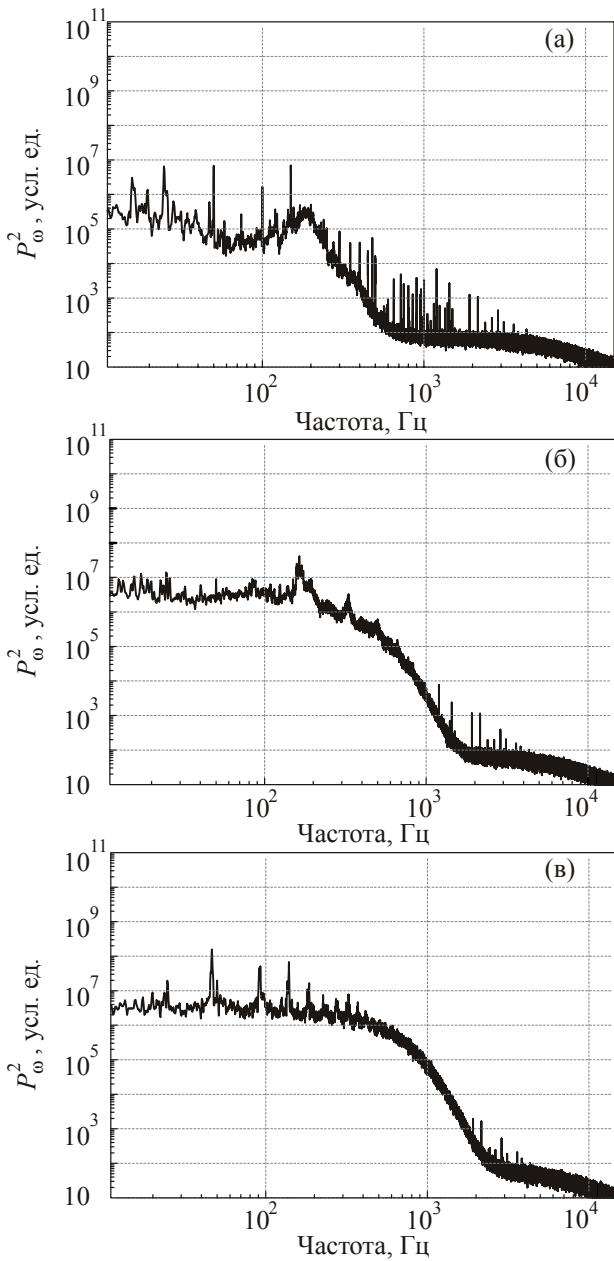


Рис. 13. Формирование неустойчивости на поверхности по мере повышения мощности на нагревателе, Вт: $7,4 \cdot 10^{-4}$ (а), $8,6 \cdot 10^{-4}$ (б), $1,6 \cdot 10^{-3}$ (в). Пороговая мощность составляет $6 \cdot 10^{-4}$ Вт, температура $T = 1,95$ К.

формируются низкочастотные колебания малой амплитуды на поверхности при частотах ниже 100 Гц.

Влияние волн второго звука в объеме на спектр колебаний поверхности He II. На рис. 14 показано распределение по частотам квадратов фурье-компонент измеренной экспериментально временной зависимости мощности отраженного луча P_{ω}^2 , которая описывает спектр колебаний поверхности в условиях, когда нагреватель возбуждает в объеме ячейки температурные волны на низкой частоте $\omega/2\pi = 60$ Гц. Измерения проводили при $Q = 1,0 \cdot 10^{-3}$ Вт и $T = 1,8$ К.

Поскольку частота первого резонанса для волн второго звука в нашей ячейке составляет 625 Гц, то в дан-

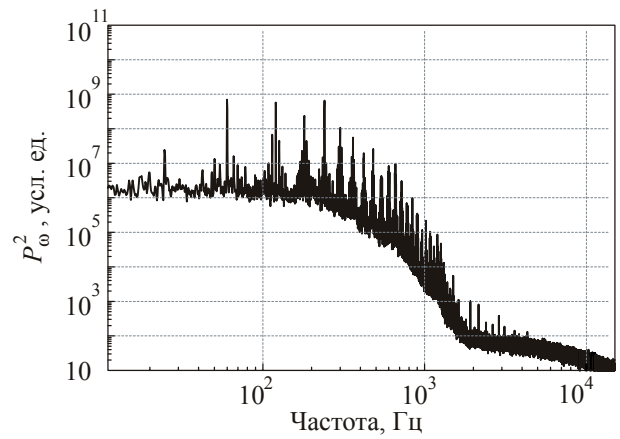


Рис. 14. Резонансное возбуждение поверхности волнами второго звука. Частота накачки 60 Гц, мощность $1 \cdot 10^{-3}$ Вт/см², температура $T = 1,8$ К. Хорошо виден сформировавшийся турбулентный каскад.

ном случае мы находимся вдали от резонанса. Однако хорошо видно, что поверхность интенсивно раскачивается на частоте переменного теплового потока около 60 Гц. Высокочастотные гармоники в каскаде возникают в силу нелинейного взаимодействия поверхностных волн. Турбулентный каскад простирается почти на одну декаду.

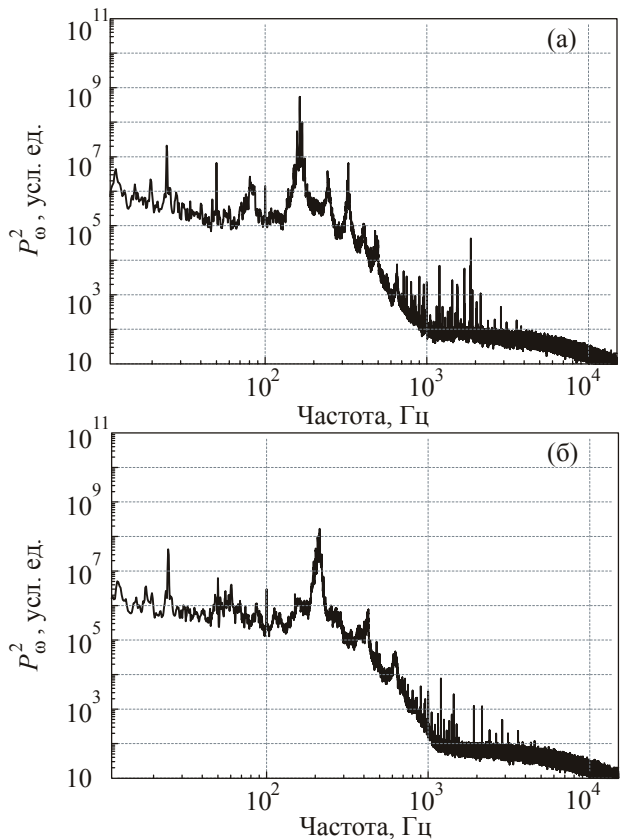


Рис. 15. Распределение P_{ω}^2 для двух случаев возбуждения поверхности волнами второго звука на частотах накачки 1872 Гц (третий резонанс) (а) и 6250 Гц (десятый резонанс) (б). Мощность нагревателя $8 \cdot 10^{-4}$ Вт, температура — 1,8 К.

При повышении частоты колебаний нагревателя до частот, кратных резонансным частотам рабочей ячейки, на зависимости P_{ω}^2 проявляются новые особенности. На рис. 15 показаны два различных распределения по частотам квадратов фурье-компонент временной зависимости мощности отраженного луча $P(t)$. Частота волн второго звука составляла 1875 Гц (а) и 6250 Гц (б).

Мощность, выделяемая на нагревателе, составляла $8 \cdot 10^{-4}$ Вт, температура — 1,8 К. Распределение имеет явно периодический характер, причем эта периодичность наблюдается на частотах значительно ниже частоты накачки, что может быть связано с проявлением неустойчивости на поверхности, обусловленной также действием стационарного теплового потока. Заметим, что повышение частоты накачки привело к незначительному смещению центрального пика в сторону высоких частот.

Последующее повышение излучаемой мощности радикально изменило распределение P_{ω}^2 . На рис. 16 показаны два распределения, соответствующие волнам второго звука, генерируемым на частотах 13185 и 6250 Гц при мощности на нагревателе $Q = 1,1 \cdot 10^{-3}$ Вт и при той же температуре $T = 1,8$ К. На низких частотах в районе

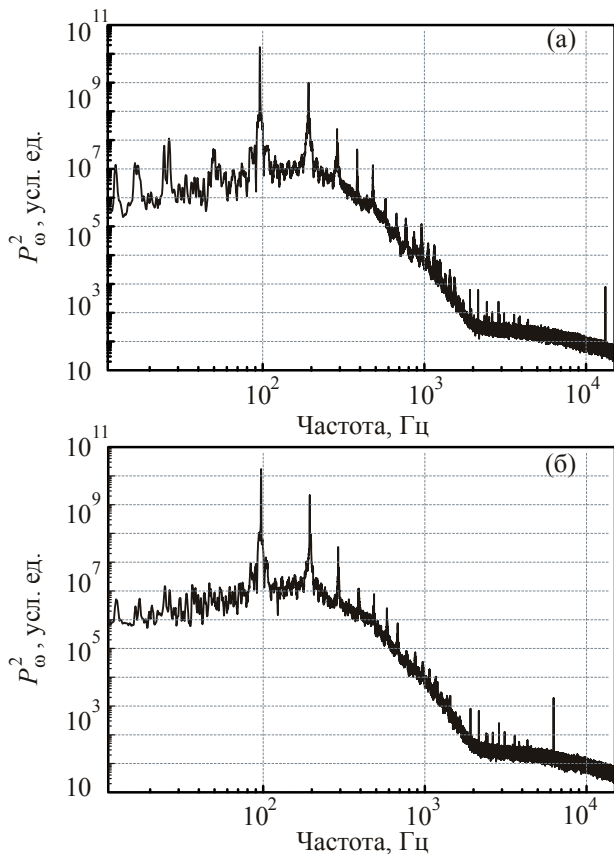


Рис. 16. Распределение P_{ω}^2 для двух случаев возбуждения поверхности волнами второго звука на частотах накачки 13185 Гц (двадцать первый резонанс) (а) и 6250 Гц (десятый резонанс) (б). Мощность нагревателя $1,1 \cdot 10^{-3}$ Вт, температура — 1,8 К.

100 Гц появился дополнительный мощный пик, сдвиг второго пика по частоте незначителен по сравнению с графиками, приводимыми на рис. 15. Хорошо видно формирование турбулентного каскада волн на поверхности жидкости в диапазоне от 100 Гц до 2 кГц.

Таким образом, можно считать установленным, что возникновение колебаний и распределение амплитуд волн P_{ω}^2 на поверхности He II в основном определяется мощностью теплового потока, излучаемого нагревателем в объеме жидкости. Стоячие волны второго звука в объеме сверхтекучего гелия взаимодействуют с поверхностными колебаниями, что проявляется, в частности, в формировании развитых турбулентных каскадов.

4. Обсуждение результатов

Жидкий водород

Прежде всего нужно отметить, что экспериментальная ситуация, в которой наблюдается реконструкция плоской заряженной поверхности жидкого водорода в нашей работе [31], качественно отличается от ситуации, исследованной в [4], где полное число зарядов на поверхности фиксировано, и вдали от центра реконструированного участка поверхности, вне отдельной многоэлектронной лунки, концентрация зарядов была равна нулю, так что электрическое поле вблизи поверхности неоднородно и проникает в объем жидкости. В наших экспериментах плотность зарядов под поверхностью, вдали от деформированного участка (холма), не равна нулю и определяется величиной приложенного напряжения между пластинами конденсатора. При этом вся реконструированная поверхность остается эквипотенциальной, так как в наших экспериментах использовался постоянно работающий источник зарядов, и плотность зарядов под поверхностью возрастала с увеличением напряжения, приложенного к источнику зарядов и охранному кольцу. Таким образом, холм на заряженной поверхности (рис. 3) не является аналогом многозарядной лунки, которая возникает на слабозаряженной поверхности массивного гелия [4].

Во Введении отмечалось, что стационарная реконструкция положительно заряженной плоской поверхности жидкости при полной компенсации зарядами тянущего электрического поля наблюдалась впервые. В наших экспериментах время жизни заряженного холма в области напряжений $U_{c1} < U < U_{c2}$ достаточно велико (более 10^3 с), поэтому можно говорить о наблюдении стационарной реконструированной эквипотенциальной поверхности слоя водорода в условиях, когда расстояние от заряженной поверхности до управляющего электрода $d \leq \lambda$.

О наблюдении реконструкции отрицательно заряженной поверхности тонкой пленки жидкого гелия сообщали ранее в работе [35]. На рис. 17(а) и (б) показаны

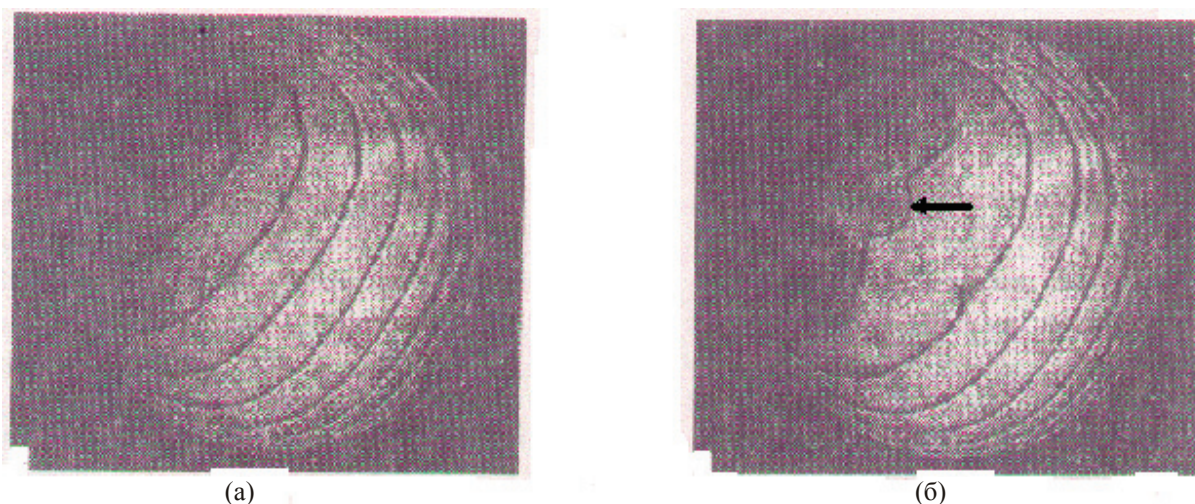


Рис. 17. Интерферограмма эквипотенциально заряженной поверхности жидкого гелия до (а) и после (б) образования одиночной лунки (отмечена стрелкой). Диаметр видимого участка жидкости — 20 мм.

две интерференционные картины заряженной поверхности пленки жидкого гелия до и после появления деформированного участка (отмечен стрелкой на рис. 17(б)). Диаметр темного пятна в центре деформированного участка равен 1,5 мм. Разность потенциалов между обкладками конденсатора составляет $U = 170$ В, температура измерений $T = 4,2$ К, толщина слоя жидкости 0,15 мм. Концентрация зарядов вдали от деформированного участка оставалась практически неизменной, что следует из равенства расстояний между интерференционными полосами на края заряженной поверхности. Этот факт отмечается специально, чтобы подчеркнуть выполнение условий эквипотенциальности жидкой поверхности при ее деформации. Деформированный участок был стабилен в течение 1,2 с, а затем разряжался на нижнюю обкладку конденсатора. При уменьшении толщины слоя жидкости 0,1 мм и $U = 400$ В время жизни деформированного участка уменьшилось до 0,4 с, но по-прежнему было много больше характерного времени релаксации возмущений в слое электронов над поверхностью гелия. Это свидетельствует о стабильности реконструированной заряженной поверхности тонкого слоя жидкого гелия.

В соответствии с результатами изучения прохождения заряженных частиц через границу жидкий водород–пар [28,29] можно считать, что в исследованном диапазоне электрических полей и температур положительные заряды практически не проникают через поверхность и в стационарных условиях заряд, накапливающийся под поверхностью раздела жидкость–пар, полностью компенсирует приложенное электрическое поле в объеме жидкости.

Поэтому задача об отыскании равновесной формы поверхности жидкости во внешнем стационарном электрическом поле в этих условиях аналогична такой же задаче для жидкого проводника. В работах [12,34] были рассмотрены теоретические модели, описывающие

равновесную реконструкцию заряженной поверхности в закритической области напряжений, т.е. при напряжениях выше первого критического значения $U > U_{c1}$.

В работе [11] рассматривался одномерный случай, соответствующий образованию периодической системы «валов» на бесконечной поверхности тонкой пленки гелия толщиной $h \ll \lambda$, заряженной электронами в прижимающем поле выше первого критического $E > U_{c1}/h$. Уединенный вал (холм) соответствует бесконечно большому периоду (применительно к нашему эксперименту много больше диаметра экспериментальной ячейки). Форма поверхности холма может быть описана колоколообразной функцией безразмерного параметра x/R , где R — характерный горизонтальный размер.

Несколько иная теоретическая модель, описывающая реконструкцию плоской заряженной поверхности жидкости в сосуде конечного размера при $d \ll \lambda$, с учетом сохранения объема жидкости в слое и условий смачивания жидкостью стенок сосуда при полной компенсации зарядами тянущего электрического поля в объеме жидкости, развита в [34]. Форма реконструированной заряженной поверхности также имеет вид периодической функции. При малых напряжениях форма поверхности близка к $z(r) = \gamma / ch^2(\pi r / 2)$. Учет граничных условий (угол смачивания) приводит к ситуации, когда в ячейке конечного размера возможен ряд решений: от одиночного вала в центре ячейки до бесконечного числа симметрично расположенных валов. Высота вала Z может возрастать, как и в нашем эксперименте, с увеличением напряжения между обкладками конденсатора. Вопрос о предпочтении одиночного холма, который наблюдается в эксперименте, перед другими решениями требует отдельного изучения.

Профиль холма, представленный на рис. 3, хорошо описывается колоколообразной функцией вида $z(x) = Z \exp(-x^2/R^2)$, где Z — высота, R — харак-

терный размер холма. На рис. 4 через экспериментальные точки проведена зависимость $z(x)$ с подгоночными параметрами $Z = 0,35$ мм и $R = 2,5$ мм. Выбранная нами подгоночная функция $z(x)$ является гладкой, интегрируемой и удовлетворяет требованиям, накладываемым на такие функции в работах [11,34]. Однако количественное сравнение предсказаний обеих теоретических моделей с экспериментальными результатами затруднено главным образом из-за того, что результаты [11,34] были получены для существенно одномерного случая и для тонкой пленки, $h \ll \lambda$ или $d \ll \lambda$, а в эксперименте $d \sim \lambda$. Кроме того, приведенный в [34] расчет показал чрезвычайную чувствительность полевой зависимости высоты холма, формирующегося в сосуде конечных размеров, к выбору граничных условий на стенках сосуда. Поэтому соответствие между экспериментом и теорией может быть только качественным.

Теоретические модели реконструкции заряженной поверхности жидкого диэлектрика [1,11,34] предсказывают, что амплитуда реконструированной поверхности должна быть функцией параметра надкритичности $\gamma = (U^2/U_{c1}^2 - 1)$. В наших экспериментах об эволюции формы холма можно судить по зависимости угла отражения лазерного луча заряженной поверхностью водорода от приложенного напряжения $\beta(U)$. На рис. 6 и 7, видно, что существует два различных режима изменения формы свободной поверхности жидкости: до достижения первого критического напряжения U_{c1} и при напряжениях выше U_{c1} . Начальный участок ($U < U_{c1}$) может соответствовать слабому искривлению заряженной поверхности жидкости фиксированного объема в поле конденсатора. В полях выше первого критического в области $U_{c1} < U < U_{c2}$, где поверхность реконструирована, экспериментальная зависимость может быть описана соотношением $\beta \propto \gamma^m$, где показатель степени $2 < m < 3$ (рис. 18). Этот участок кривой $\beta(U)$ описывает изменение наклона боковой поверхности холма при повышении напряжения U .

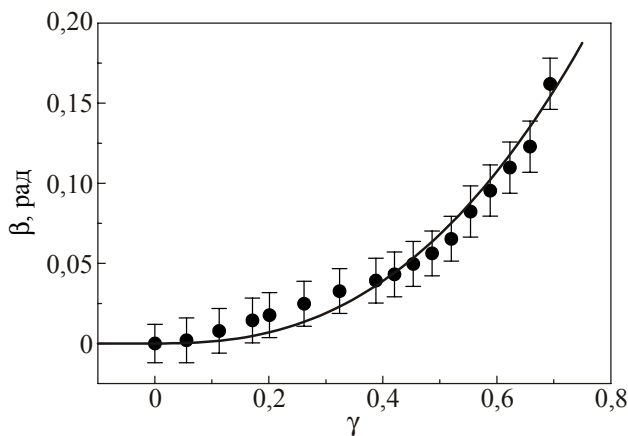


Рис. 18. Зависимость максимального угла отражения лазерного луча от параметра надкритичности γ . Сплошная кривая описывает зависимость $\gamma \sim \beta^{2,5}$. Температура измерений $T = 18$ К.

Полученные в наших экспериментах значения первого критического напряжения U_{c1} , т.е. напряжения, при котором возникает холм на поверхности жидкости, оказались близки к прижимающему, при котором, согласно [10], теряет устойчивость плоская бесконечная эквипотенциально заряженная поверхность глубиной много меньшей капиллярной постоянной λ .

На рис. 8 сплошной кривой показана теоретическая зависимость критического напряжения $U_{c1}(T) = \sqrt{4\pi g \rho d^3}$ от температуры жидкости [10]. С ростом температуры величина $U_{c1}(T)$ меняется из-за понижения плотности жидкости ρ и изменения расстояния d от поверхности жидкости до управляющего электрода вследствие перераспределения водорода между жидкой и паровой фазами в замкнутом контейнере при постоянной массе водорода (давление в контейнере растет с повышением температуры). Видно, что в интервале температур 15–26 К экспериментальные значения U_{c1} хорошо совпадают с расчетной кривой $U_{c1}(T)$.

Судя по зависимостям $\beta(U)$ и $\beta'(U)$ образование холма на эквипотенциально заряженной поверхности в условиях полной компенсации зарядами приложенного электрического поля и сохранения объема жидкости в слое является переходом, близким к фазовому переходу второго рода. Действительно, в точке $U = U_{c1}$ на зависимости производной $\beta'(U)$ имеется излом, а не скачок, как требуется для фазового перехода первого рода. С точностью наших измерений с ростом тянущего напряжения при $U > U_{c1}$ высота холма увеличивается плавно от нуля. Заметим, что в диапазоне напряжений $U_{c1} < U < U_{c2}$ высота холма мала по сравнению с расстоянием d и капиллярной длиной λ . В пользу того, что наблюдаемый переход близок к переходу второго рода свидетельствуют и результаты измерений спектра поверхностных колебаний в электрических полях выше и ниже критического значения [31].

В то же время в работе [34] указывается, что высота холма, возникшего на поверхности при $U = U_{c1}$, может иметь конечное значение вследствие конечной величины угла смачивания жидкостью стенок охранного кольца. Однако эта начальная высота холма мала по сравнению с расстоянием d , т.е. по сравнению с капиллярной длиной λ , применительно к нашим экспериментам, в меру малости угла смачивания. Так как в наших экспериментах жидкий водород конденсировался под срез охранного кольца, то угол между заряженной поверхностью и поверхностью охранного кольца действительно был близок к нулю. К сожалению, конкретные условия нашего эксперимента в работе [28] не рассматривались ввиду сложности решения задачи.

Сверхтекучий гелий

В наших экспериментах показано, что переход плоской поверхности сверхтекучего гелия в нестационар-

ное состояние и возникновение волн на поверхности жидкости в прямоугольной ячейке обусловлены, в первую очередь, наличием потока нормальной компоненты под поверхностью жидкости. При пропускании через пленочный нагреватель переменного электрического тока в объеме жидкости формируется стационарный тепловой поток и генерируются тепловые волны (второй звук) на удвоенной частоте. Экспериментально обнаружено, что взаимодействие волн второго звука с поверхностью может влиять на генерацию и распределение по частотам волн на поверхности жидкости, но при этом основную роль играет неустойчивость, обусловленная стационарным течением нормальной компоненты сверхтекучей жидкости. Установлено, что это возникновение неустойчивости на поверхности носит пороговый характер. Оценка скорости нормальной компоненты, при которой поверхность переходит в нестационарное состояние, по формуле (9) при мощности $Q = 10^{-3}$ Вт/см² и температуре $T = 1,8$ К приводит к $v_n \approx 0,007$ см/с. Найденное из эксперимента значение скорости v_n на 3 порядка меньше расчетного значения $v_n \approx 7$ см/с в работах [17,20] для той же температуры. Одной из причин столь сильного расхождения могла бы быть неоднородность структуры поверхности нагревателя, что привело бы к значительным вариациям в мощности, выделяемой на единицу площади. Для выяснения этого расхождения мы планируем в ближайшее время провести дополнительные исследования.

На рис. 13 и 15 видно, что максимальной амплитуде колебаний поверхности жидкости в рабочей ячейке после перехода поверхности в нестационарное состояние соответствует резонансная мода с частотой $\omega/2\pi$, близкой к 200 Гц. При повышении мощности возбуждается мода частотой около 100 Гц, таким образом, с повышением скорости нормальной компоненты v_n частота колебаний поверхности уменьшается. В то же время, согласно модели [17], нестабильность должна проявляться на волновых векторах, близких к обратной капиллярной длине. К сожалению, наша экспериментальная методика не позволяет определить точные значения волновых векторов. Следует отметить, что в наших экспериментах регистрируются колебания на поверхности, установившиеся уже после завершения переходных процессов. В принципе, в период возникновения и начального роста неустойчивости, частота поверхностной волны может отличаться от наблюдаемых нами частот, так как неустойчивость возникает при значении теплового потока, при котором дисперсионная кривая (5) касается оси абсцисс, и волна с частотой $\omega \approx 0$ рад·с⁻¹ становится нестабильной. К тому же в теоретической модели не обсуждается форма структуры, возникающая после прохождения порогового значения. Таким образом, для ответа на вопрос об условиях возникновения стационарных волн на по-

верхности в результате неустойчивости требуются дополнительные исследования.

На рис. 15 и 16 видно, что при больших тепловых нагрузках на поверхности наблюдаются волны, частота которых совпадает с частотой волн второго звука. Из качественных соображений следует, что обусловленное стоячей волной второго звука переменное давление воздействует на поверхность с той же частотой, так как в силу аналога уравнения Бернулли колебания давления под поверхностью определяются квадратом скорости нормальной компоненты, которая, в свою очередь, имеет постоянную составляющую (стационарный тепловой поток) и переменную составляющую (второй звук).

Одновременно в наших экспериментах обнаружено, что волны второго звука могут генерировать на поверхности капиллярные волны, частота которых меньше частоты волн второго звука. Механизмом, ответственным за подобную перекачку энергии волновых колебаний, может быть неустойчивость Кельвина-Гельмгольца.

5. Заключение

Наблюдения реконструкции заряженной поверхности слоя водорода, сконденсированного на нижнюю обкладку горизонтально расположенного конденсатора, в электрических полях выше некоторого критического позволяют сделать несколько заключений.

Стационарная реконструкция плоской эквипотенциально заряженной поверхности слоя диэлектрической жидкости при полной компенсации зарядами приложенного постоянного электрического поля возможна при условии сохранения полного объема жидкости. В ячейке конечных размеров переход плоской заряженной поверхности слоя жидкости постоянного объема в реконструированное состояние при $U = U_{c1}$ является фазовым переходом, близким к переходу второго рода.

Существует второе критическое напряжение U_{c2} , разрушающее стационарное реконструированное состояние заряженной поверхности непроводящей жидкости. На фазовой $U-T$ диаграмме существует область между кривыми $U_{c1}(T)$ и $U_{c2}(T)$, где реконструированная поверхность жидкости стабильна.

При скачкообразном повышении приложенного напряжения значительно выше второго критического заряженная поверхность жидкого водорода становится плоской, наблюдается прохождение зарядов через поверхность жидкости.

Существующие теоретические модели согласуются с экспериментальными наблюдениями только качественно. Для достижения количественного согласия требуются дальнейшие теоретические исследования явления реконструкции эквипотенциально заряженной поверхности непроводящей жидкости в условиях пол-

ной компенсации зарядами приложенного поля и сохранения полного объема жидкости в слое.

При напряжении выше второго критического заряженная поверхность жидкости теряет устойчивость и наблюдается разряд. Независимо от геометрии эксперимента, знака зарядов и свойств жидкости (гелий или водород) на поверхности образуется вытянутый в сторону коллектора «гейзер» диаметром много меньшим капиллярной длины. При наличии в объеме жидкости постоянного источника зарядов (в нашем случае радиоактивной мишени) это явление, зарядка плоской поверхности, образование холма, формирование гейзера и разряд поверхности, может периодически повторяться. Теоретические исследования этого явления представляются весьма интересными.

Экспериментально измеренный спектр линейных колебаний заряженной поверхности жидкого водорода во внешнем электрическом поле хорошо согласуется с теоретическими расчетами [10] закона дисперсии поверхностных волн на эквипотенциально заряженной плоской поверхности слоя жидкости, находящейся между обкладками плоского конденсатора в поле силы тяжести. При повышении напряженности тянущего внешнего поля спектр колебаний заряженной поверхности жидкого водорода смягчается и приближается к зависимости $\omega \sim \kappa^{3/2}$, характерной для капиллярных волн на поверхности глубокой жидкости. На рис. 12 видно, что в электрических полях вблизи критического значения U_{c1} спектр колебаний описывается зависимостью несколько более сильной, чем $\kappa^{3/2}$. Это может быть связано с искривлением формы первоначально незаряженной плоской поверхности жидкости в слабых электрических полях.

Отметим, что в наших экспериментальных условиях, когда толщина слоя жидкости сравнима с капиллярной длиной, наблюдается спектр, характерный для тонкого слоя жидкости. На дисперсионной кривой $\omega(\kappa)$ отсутствует провал при волновом векторе, близком к обратной капиллярной длине, что должно было бы наблюдаться в случае глубокой жидкости. Экспериментальная зависимость $\omega(U)$ хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями, в соответствии с которыми высокие гармоники (большие κ) не должны проявлять особенности при переходе через критическое напряжение. Зато при малых волновых векторах κ в ячейке конечных размеров в полях выше критического значения U_{c1} дисперсионная кривая $\omega(\kappa)$ начинается не с $\kappa \equiv 0$, а с некоторого конечного κ_0 , так как волны с меньшими волновыми векторами не могут распространяться по такой поверхности.

На рис. 13 видно, что на зависимости частоты резонансов от напряжения не наблюдаются какие-либо особенности в окрестности первого критического напряжения U_{c1} . Отсутствие особенностей на кривой $\omega(U)$ свидетельствует о малости градиентов по поверхности

жидкости в точке U_{c1} и выше. Это подтверждает предположение, что переход из плоского в реконструированное состояние эквипотенциально заряженной поверхности жидкости можно рассматривать как фазовый переход, близкий к переходу второго рода.

В слое сверхтекучего He II в плоской ячейке при наличии в объеме жидкости стационарного теплового потока, мощностью выше некоторого критического значения, поверхность жидкости переходит в неустойчивое состояние: на поверхности возникают низкочастотные волны. Кроме того, при возбуждении волн второго звука в объеме He II малоинерционным нагревателем, который одновременно создает стационарный тепловой поток и генерирует волны второго звука, нам удалось наблюдать взаимодействие стоячих объемных волн второго звука с волнами на поверхности жидкости: на поверхности возникают высокочастотные волны, частота которых совпадает с частотой волны второго звука.

Перекачку энергии генерируемых малоинерционным нагревателем волн второго звука в объеме He II в волны на поверхности жидкости можно связать с развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Полученные результаты показывают, что переход плоской поверхности сверхтекучего гелия в нестационарное состояние и возникновение волн на поверхности жидкости происходит в основном под действием стационарного теплового потока при мощности теплового потока в объеме выше некоторой критической. Качественно экспериментальные результаты согласуются с теоретическими моделями, развитыми в работах Коршунова [17,20] и Халатникова [22,24].

Данные исследования проводятся при частичной поддержке грантов РФФИ № 01-11-2240 и № 01-11-2147.

1. В.Б. Шикин, Ю.П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
2. Ю.З. Ковдря, *ФНТ* **29**, 107 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 77 (2003)].
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
4. P. Leiderer, W. Ebner, and V.B. Shikin, *Surface Science* **113**, 405 (1982).
5. P. Leiderer, *Phys. Rev.* **20**, 4511 (1979).
6. M. Wanner and P. Leiderer, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 315 (1979).
7. P. Leiderer and M. Wanner, *Phys. Rev. Lett.* **A73**, 185 (1979).
8. В.И. Мельников, С.В. Мешков, *ЖЭТФ* **81**, 951 (1981).
9. А.П. Володин, М.С. Хайкин, В.С. Эдельман, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 8 (1977).
10. М.Д. Черникова, *ФНТ* **2**, 1374 (1976) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **2**, 669 (1976)].
11. В.Б. Шикин, П. Лейдерер, *ФНТ* **23**, 624 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 468 (1997)].
12. А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 452 (1994).

13. P.J. Le Comber, G.B. Wilson, and R.J. Loveland, *Solid State Commun.* **18**, 377 (1976).
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
15. Т.Е. Фабер, Постмаркет, Москва (2001).
16. P.K. Kundu and I.M. Cohen, *Fluid Mechanics*, Academic Press, New York (2008).
17. S.E. Korshunov, *Europhys. Lett.* **16**, 673 (1991).
18. J.L. Olsen, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 17 (1985).
19. P.W. Egolf, J.L. Olsen, B. Roehricht, and D.A. Weiss, *Physica B* **169**, 217 (1991).
20. S.E. Korshunov, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 496 (2002) [*JETP Lett.* **75**, 423(2002)].
21. R.J. Donnelly and C.F. Barenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 6 (1998).
22. I.M. Khalatnikov, *J. Low Temp. Phys.* **82**, 93 (1991).
23. И.М. Халатников, Г.В. Колмаков, В.Л. Покровский, *ЖЭТФ* **107**, 1563 (1995). [*JETP* **80**, 873 (1995)].
24. I.M. Khalatnikov and M. Kroyter, *J. Low Temp. Phys.* **88**, 626 (1999).
25. C. Enss and S. Hunklinger, *Low Temperature Physics*, Springer, New York (2005).
26. М.Ю. Бражников, А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, *ИТЭ* **6**, 31 (2002).
27. M. Giltrow, M.J. Blylett, N.S. Lawson, A. Hammiche, O.J. Griffiths, J.K. Wignmore, and V. Efimov, *Meas. Sci. Technol.* **14**, No. 69 (2003).
28. А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 452 (1994).
29. А.А. Левченко, Л.П. Межов-Деглин, *ФНТ* **22**, 46 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 33 (1996)].
30. F.P. Boule and A.J. Dahm, *J. Low Temp. Phys.* **23**, 477 (1976).
31. А.А. Левченко, Г.В. Колмаков, Л.П. Межов-Деглин, М.Г. Михайлов, А.Б. Трусов, *ФНТ* **25**, 333 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 242 (1999)].
32. J.J. Niemela, *J. Low Temp. Phys.* **109**, 709 (1997).
33. А.А. Levchenko, G.V. Kolmakov, L.P. Mezhov-Deglin, M.G. Mikhailov, and A.B. Trusov, *J. Low Temp. Phys.* **119**, 343 (2000).
34. Г.В. Колмаков, Е.В. Лебедева, *ЖЭТФ* **115**, 43 (1999).
35. А.А. Левченко, Е. Теске, Г.В. Колмаков, П. Лейдерер, Л.П. Межов-Деглин, В.Б. Шикин, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 547 (1997).

Surface instability of liquid hydrogen and helium

L.V. Abdurakhimov, A.A. Levchenko,
L.P. Mezhov-Deglin, and I.M. Khalatnikov

The experimental data on instability at the charged and neutral surfaces of liquid hydrogen and helium are considered. The charged surface loses its stability when the intensity of applied electric field reaches a critical value, and the neutral surface becomes unstable when the velocity of liquid flow under the surface reaches some critical value. In both situations the surface is affected by an additional pressure which is responsible for the instability.

PACS: 68.35.Rh Phase transitions and critical phenomena;
47.27.Gs Isotropic turbulence; homogeneous turbulence;
68.03.Kn Dynamics (capillary waves).

Keywords: liquid hydrogen, liquid helium, instability, surface waves.