

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ КАК ПОДТВЕРЖДЕНИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ НОВОГО ТИПА ЩЕЛЕВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

П. Д. Григорьев^{a,b}, А. Д. Григорьев^c, А. М. Дюгаев^a*

^a *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
119049, Москва, Россия*

^c *Самарский государственный технический университет
443100, Самара, Россия*

Поступила в редакцию 6 августа 2018 г.,
после переработки 6 августа 2018 г.
Принята к публикации 7 августа 2018 г.

Анализируются экспериментальные данные [1] для неупругого рассеяния нейтронов на тонкой (5 атомарных слоев) пленке жидкого гелия при трех разных температурах $T = 0.4, 0.98, 1.3$ К. Эти данные были частично опубликованы ранее [2–4], но здесь они представлены в лучшем качестве и при различных температурах. Графики интенсивности рассеяния нейтронов, в дополнение к ранее известной дисперсии фононов, указывают на ветвь щелевых поверхностных возбуждений с энергией активации около 4.5 К и с законом дисперсии, похожим на ожидаемую дисперсию сюрфонов — связанных квантовых состояний атомов гелия над поверхностью жидкого гелия, предложенных и исследованных теоретически [5, 6]. Эти данные, вероятно, дают первое прямое экспериментальное подтверждение существования сюрфонов. Ранее эти поверхностные возбуждения получили только косвенное экспериментальное обоснование, основанное на температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения [5, 6] и на их взаимодействии с поверхностными электронами [7, 8]. Существование сюрфонов как дополнительного типа поверхностных возбуждений хотя и остается пока еще спорным, очень важно для различных физических свойств поверхности гелия. Также анализируются предыдущие численные результаты о возбуждениях в жидком гелии и сделан вывод, что поверхностные возбуждения, подобные сюрфонам, были получены ранее [21] численными расчетами и назывались поверхностными резонансными состояниями.

DOI: 10.1134/S0044451019020147

1. ВВЕДЕНИЕ

Глубокое понимание процессов, связанных с поверхностью жидкостей, важно для различных областей естествознания: физики, химии, биологии. Микроскопическое описание поверхности жидкости является довольно сложной задачей, и для ее решения применяются различные теоретические методы [9]. При низкой температуре важна квантовая природа поверхностных возбуждений, которая

проявляется и может быть экспериментально исследована в жидком гелии, например, при исследовании взаимодействия этих возбуждений с поверхностными электронами [10–13]. В объеме жидкого гелия возбуждения хорошо изучены и теоретически [14, 15], и из данных экспериментов как термодинамических, так и связанных с рассеянием нейтронов. Микроскопическое описание поверхностных возбуждений в жидком гелии значительно сложнее из-за пространственной неоднородности этой задачи. Эта проблема была довольно успешно изучена с использованием методов численных вариаций с волновой функцией Фейнберга в так называемом приближении цепных корреляций (hypernet-

* E-mail: grigorev@itp.ac.ru

ted-chain) [16–21]. Эти численные результаты были использованы для анализа экспериментальных данных по неупругому рассеянию нейтронов на пленках жидкого гелия [2–4, 22, 23], температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения [24] и других термодинамических свойств жидкого гелия [25].

В жидком ${}^4\text{He}$ есть только один вид бесцелевых поверхностных возбуждений — кванты поверхностных волн, называемые риплонами. Для длины волны, намного большей межатомного расстояния, но меньшей капиллярной длины $\kappa^{-1} \approx 0.05$ см, дисперсия риплонов дается уравнением [26]

$$\omega_q^2 = \frac{\alpha}{\rho} q^3 \text{th}(qd), \quad (1)$$

где α — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность жидкости, q — риплонное волновое число, а d — толщина пленки гелия. Для коротковолновых рилонов с $q \gtrsim 1 \text{ \AA}^{-1}$ дисперсия риплонов $\omega(q)$ становится «мягче», чем в уравнении (1), и приходит к насыщению при энергии $\hbar\omega_D \approx 0.8$ мэВ ≈ 10 К, которая была получена численно [16–21] и наблюдалась в экспериментах с рассеянием нейтронов на пленках жидкого гелия [2–4].

Относительно недавно был предложен новый тип поверхностных возбуждений, который может полупеноменологически объяснить слишком сильную температурную зависимость коэффициента поверхностного натяжения жидкого гелия, $\alpha(T)$ [5, 6]. Это возбуждение, называемое сюрфоном, может рассматриваться как квантовое состояние атома гелия, находящегося в связанном состоянии над поверхностью жидкости. Сюрфоны напоминают андреевские состояния атомов ${}^3\text{He}$ в смеси ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ [27] или связанные состояния атомов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ на поверхности жидкого водорода [28]. Согласно этой феноменологической модели [5, 6], сюрфоны локализованы только вдоль оси z , перпендикулярной поверхности гелия, и могут распространяться вдоль поверхности. Их дисперсия выражается формулой

$$\varepsilon(k) \approx \Delta + k_{\parallel}^2/2M^*, \quad (2)$$

где k_{\parallel} — двумерный импульс сюрфона вдоль поверхности, $\Delta > 0$ — энергия активации сюрфона при $k_{\parallel} = 0$, и его эффективная масса M^* порядка массы атома He $M_4^0 = 6.7 \cdot 10^{-24}$ г. Энергия активации Δ сюрфона слабо зависит от температуры:

$$\Delta(T) = E_s - \mu(T). \quad (3)$$

Здесь $\mu(T)$ — температурозависимый химический потенциал жидкого ${}^4\text{He}$, $\mu(T=0) \approx -7.17$ К, E_s —

дискретный энергетический уровень атома He над поверхностью жидкости, одетого в шубу из взаимодействующих с ним атомов, риплонов и фононов. При температурах $T \ll \Delta$ концентрация сюрфонов экспоненциально мала.

В настоящее время существует несколько экспериментальных фактов, которые можно рассматривать как косвенное обоснование существования сюрфонов. Первые два связаны с взаимодействием поверхностных электронов с сюрфонами, что дает дополнительный, зависящий от температуры механизм рассеяния поверхностных электронов. Этот дополнительный механизм рассеяния может значительно улучшить [7] согласие между наблюдаемой [29] и рассчитанной [30] подвижностью поверхностных электронов. Сюрфоны могут также объяснить [11] зависящий от температуры сдвиг линии перехода между двумя нижними электронными уровнями над поверхностью жидкого гелия или твердого водорода [8]. Наконец, сюрфоны могут объяснить [5, 6] неразрешимую долгое время проблему [31] аномально сильной температурной зависимости $\alpha(T)$ коэффициента поверхностного натяжения жидкого гелия. Сравнение с экспериментом было использовано для уточнения энергии активации сюрфона для обоих изотопов гелия [6],

$$\Delta^{\text{He}4} \approx 2.67 \text{ К}, \quad \Delta^{\text{He}3} \approx 0.25 \text{ К}, \quad (4)$$

что соответствует $E_s^{\text{He}4} \approx -4.5$ К и $E_s^{\text{He}3} \approx -2.25$ К. Значение $\Delta^{\text{He}4} \approx 2.67$ К, полученное при подгонке температурной зависимости $\alpha(T)$ [6], находится в разумном согласии с величиной энергетической щели нового типа возбуждений $\Delta_2 \approx 1.6$ К, полученной из численного расчета резонансных поверхностных состояний в работе [21] (см. ниже), и с величиной $\Delta^{\text{He}4} \approx 3.2$ К, полученной из полупеноменологического описания в работе [6]. Подгонка к коэффициенту поверхностного натяжения в толстых пленках гелия в предположении, что значительный вклад вносят только риплоны и сюрфоны, дает верхнюю оценку эффективной массы сюрфона [6]:

$$M_4^* \approx 2.65M_4^0, \quad M_3^* \approx 2.25M_3^0,$$

где $M_4^0 = 6.7 \cdot 10^{-24}$ г и $M_3^0 = 5.05 \cdot 10^{-24}$ г — атомные массы соответственно ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$. Эффективная масса сюрфона M^* при его движении в горизонтальной плоскости увеличивается из-за взаимодействия сюрфона с атомами жидкости. Заметим, что включение второй ветви поверхностных возбуждений, полученное в работе [20], также значительно улучшает согласие между экспериментальными [31] и теоретическими [24] данными для поверхностного натяжения

$\alpha(T)$ толстых пленок гелия. Температурная зависимость коэффициента поверхностного натяжения $\alpha(T)$ толстых пленок гелия не может быть подогнана без введения нового типа поверхностных возбуждений, хотя так называемые дыхательные моды (или фононы со спектром, учитывающим размерное квантование вдоль оси z), полученные в работах [16–18, 22], вносят значительный вклад [32] в $\alpha(T)$.

Микроскопическое обоснование существования сюрфона было представлено [6] через решение одночастичного уравнения Шредингера для атома гелия над поверхностью жидкого гелия в одномерном потенциале $V(z)$ взаимодействия между атомом и нижним полупространством, заполненным другими атомами гелия (приближение Хартри). Соответствующее одночастичное уравнение Шредингера однородно в плоскости xy и не учитывает корреляционных эффектов. Такое уравнение Шредингера вдоль оси z дает дискретный квазистационарный энергетический уровень $E_s \approx -1.24$ К < 0 атома гелия над поверхностью жидкости. Пренебрежение корреляционными эффектами в жидком гелии (частично их можно истолковать как одевание сюрфона в «шубу» из риплонов, или как «риплонный полярон») понижает значение E_s квазистационарного энергетического уровня до $E_s \approx -4$ К, как было полупеноменологически оценено в работе [6], но это не разрушает сюрфонов. Этот квазистационарный уровень также сохраняется после включения обменного взаимодействия между атомами He. Последнее слабо для жидкого ^4He , потому что волновые функции атомов He перекрываются слабо из-за сильного их отталкивания на расстоянии $z < 2.5$ Å.

Время жизни τ сюрфона невелико и ограничивается двумя процессами: погружением в жидкость и испарением за счет рассеяния на других возбуждениях. Второй процесс изучался в работе [33]. Скорость испарения $1/\tau_v$ сюрфонов зависит от их начального импульса вдоль горизонтальной плоскости и быстро растет с ростом температуры [33]. Однако ниже 4 К скорость испарения с большим запасом не превышает значения E_s/\hbar , при превышении которого сюрфоны нельзя было бы считать квазичастицами. Скорость погружения сюрфонов в жидкость еще не рассчитана, но она также должна быть меньше, чем E_s/\hbar , поскольку для того, чтобы погрузиться в жидкость, атом He должен преодолеть потенциальный барьер и перестроить окружающие атомы жидкости.

Таким образом, сюрфоны являются, по видимому, неустойчивыми квазичастицами с временем жизни меньшим, чем у длинноволно-

вых риплонов или фононов. Тем не менее, хотя существование сюрфонов как нового типа поверхностных возбуждений пока еще обсуждается, сюрфоны, вероятно, очень важны для различных физических свойств поверхности жидкого гелия. В дополнение к объяснению аномальной температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения [5, 6] они могут значительно увеличить скорость испарения жидкого He, добавив новый канал испарения через промежуточное состояние сюрфона с энергией активации Δ , меньшей энергии испарения $|\mu|$ [33]. Квазистационарные квантовые состояния атомов на поверхности могут также оказывать влияние на коэффициент отражения атомов гелия поверхностью жидкого гелия [34]. Поэтому любое обоснование этого нового типа возбуждений, экспериментальное или теоретическое, очень важно. Как уже было отмечено, в настоящее время имеются лишь косвенные экспериментальные подтверждения существования сюрфонов через их взаимодействие с поверхностными электронами [7, 8] или через их вклад в коэффициент поверхностного натяжения [5, 6]. В данной работе мы анализируем экспериментальные данные по неупругому рассеянию нейтрона на тонких пленках He и изучаем, могут ли эти данные обеспечить прямое экспериментальное подтверждение существования сюрфонов. Мы также анализируем результаты имеющихся численных расчетов свойств поверхности жидкого гелия из первых принципов и показываем, что они тоже указывают на существование сюрфонов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

В этом разделе мы представляем и анализируем экспериментальные данные, полученные группой Годфрена [1], по неупругому рассеянию нейтронов на тонких, состоящих из пяти слоев атомов пленках гелия, показанные на рис. 1–3, при трех различных температурах: $T = 0.4, 0.98, 1.3$ К. Подобные и даже такие же данные были частично опубликованы ранее в работах [2–4], но здесь они представлены при различных температурах, в лучшем качестве и в цвете для лучшей видимости и анализа [1].

Экспериментальная установка и метод были описаны подробно ранее в работах [2–4]. Гелий адсорбировали на подложке из расслоенного графита. Использовалась пленка He толщиной около 5 атомных слоев, поскольку для более толстых пленок вклад

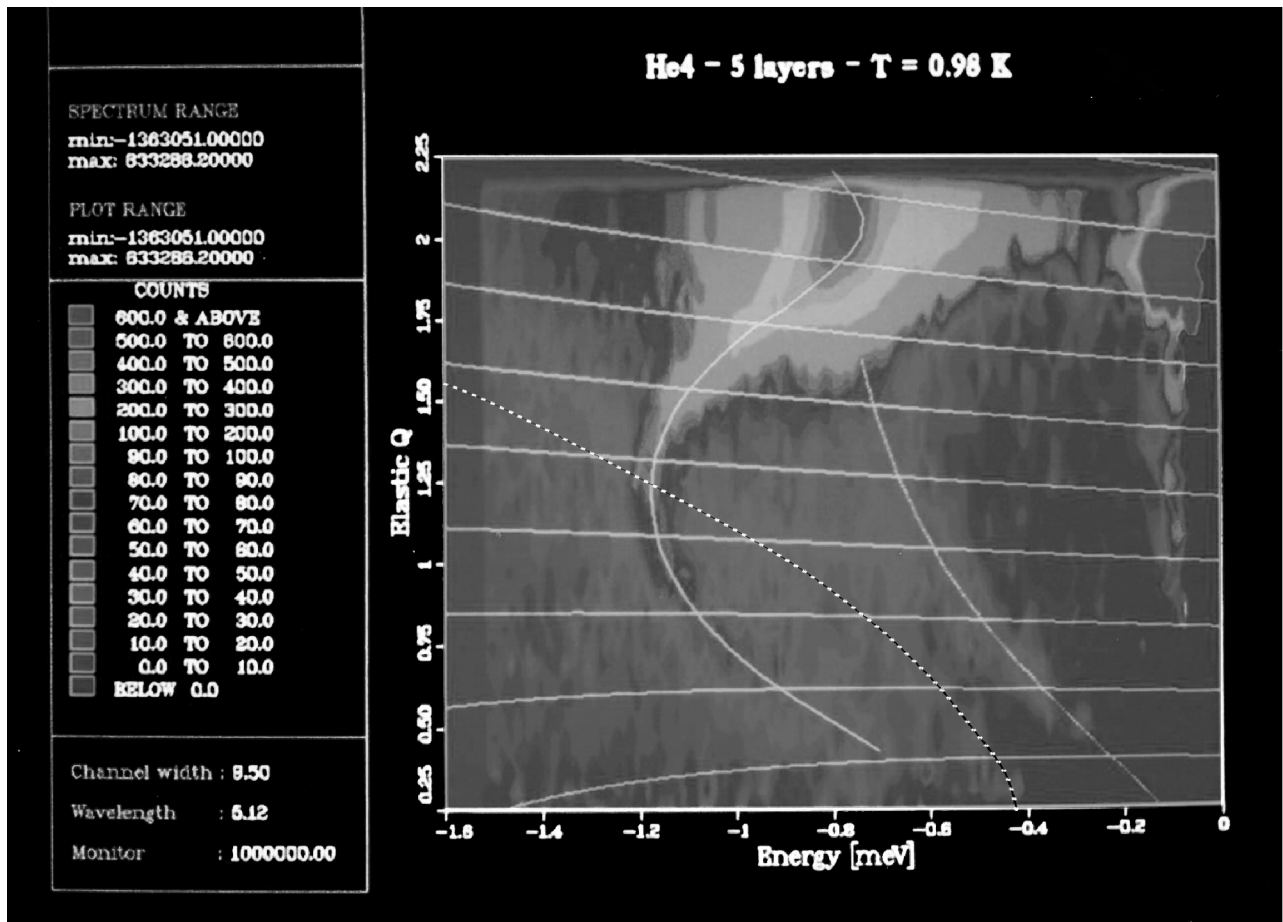


Рис. 1. (В цвете онлайн) Экспериментальные данные по интенсивности неупругого рассеяния нейтронов пленкой жидкого гелия из 5 атомных слоев при $T = 0.98$ К как функции импульса в горизонтальной плоскости $Q = q_{\parallel}$ и передаче энергии. Сплошные белые линии вдоль максимумов интенсивности отмечают фоновые и риплонные спектры. Белая пунктирная линия соответствует ожидаемой дисперсии сюрфонов

поверхностных возбуждений слишком слаб по сравнению с доминирующим вкладом от объемных возбуждений (фононов). У более тонких пленок также есть недостатки для исследования сюрфонов. Во-первых, 2–3 атомных слоя, прилегающих к подложке, являются твердыми, а их структура значительно отличается от структуры в объеме He. Во-вторых, из-за размерного квантования вдоль оси z объемные возбуждения в слишком тонких пленках могут также содержать энергетическую щель порядка 1 К и быть похожими на сюрфоны. Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов проводились в Институте Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция) на времяпролетном спектрометре IN6 с длиной волны падающих нейтронов 5.12 \AA . Детекторы находились в угловом диапазоне, соответствующем передаче импульса между 0.254 \AA^{-1} и 2.046 \AA^{-1} для упруго

рассеянных нейтронов. Энергетическое разрешение было $0.6\text{--}0.7$ К и лишь незначительно зависело от передачи импульса. В работах [2–4] авторы изучали в основном спектры риплона и фонона в нескольких пленках He различной толщины. В работе [4] эти спектры изучались и на более коротком интервале $q_{\parallel} > 0.4 \text{ \AA}^{-1}$ горизонтальной проекции волнового вектора. В настоящей работе анализируются эти экспериментальные данные в полном доступном интервале волнового вектора $q_{\parallel} > 0.25 \text{ \AA}^{-1}$ и, особенно, в области значений энергии-импульса, соответствующих ожидаемой дисперсии сюрфонов. Кроме того, мы теоретически исследуем частично неопубликованные данные группы Годфрэна [1] при трех разных температурах жидкого He, а именно, при $T = 0.4, 0.98, 1.3$ К, тогда как в работах [2–4] приведены данные только для $T = 0.65$ К.

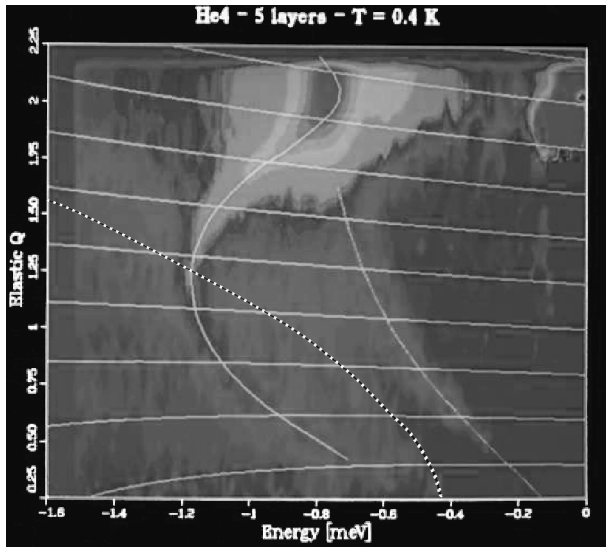


Рис. 2. (В цвете онлайн) То же, что на рис. 1, при $T = 0.4$ К

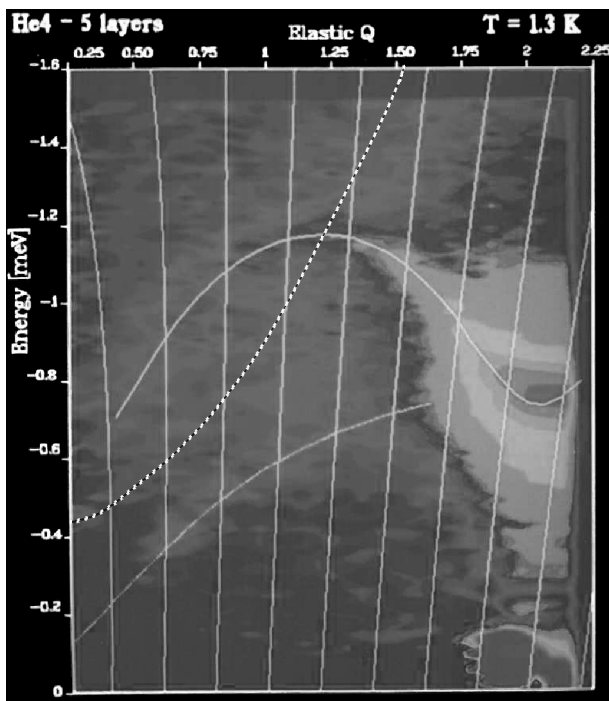


Рис. 3. (В цвете онлайн) То же, что на рис. 1, при $T = 1.3$ К и с поворотом на 90° для более привычного изображения ветвей энергетического спектра возбуждений

Интенсивность рассеяния нейтронов на рис. 1–3 как функция энергии $\hbar\omega$ и горизонтальной проекции волнового вектора q_{\parallel} индуцированного возбуждения задается цветом (или яркостью в оттенках серого в печатном варианте), как показано на ле-

вой панели рис. 1. Яркие области образуют толстые линии в координатах $q_{\parallel}-\omega$, что дает закон дисперсии для возбуждений. На всех рис. 1–3 можно легко различить риплонную ветвь (самая мягкая мода) и фононную ветвь (верхняя жесткая мода), отмеченные белыми тонкими кривыми. Фононные и риплонные моды согласуются с результатами работ [2–4]. Фононная ветвь имеет ротонный минимум при $q_{\parallel} \approx 2 \text{ \AA}^{-1}$, который дает максимум интенсивности неупругого рассеяния нейтронов. В дополнение к этим двум хорошо известным ветвям возбуждений на каждом из рис. 1–3 можно выделить другую кривую максимумов интенсивности, расположенную в интервале $0.25 \text{ \AA}^{-1} < q_{\parallel} < 1.5 \text{ \AA}^{-1}$ между ветвями фононов и риплонов и примерно совпадающую с белой пунктирной линией ожидаемой дисперсии сюрфононов. Интенсивность рассеяния нейтронов (яркость) этой кривой выходит за пределы ошибки [1], и при малом волновом векторе она даже сильнее, чем у риплонов на всех трех рис. 1–3. Эта дисперсионная кривая дает щелевое возбуждение и может соответствовать сюрфононам, потому что белые пунктирные линии на рис. 1–3 показывают ожидаемую дисперсию сюрфононов, определяемую уравнением (2) с энергией активации $\Delta \approx 4.5$ К. Соответствующая эффективная масса ветви сюрфонона совпадает с массой свободного атома He, $M^* = M_4^0$, потому что неупругое рассеяние нейтронов происходит за короткое время порядка $\hbar/\varepsilon < \hbar/\Delta$, в то время как «одевание» сюрфононов в риплонные поляроны, приводящее к увеличению эффективной массы сюрфонона [6], требует большего времени. Заметим, что некоторые следы этой дополнительной ветви поверхностных возбуждений видны уже на рис. 1 работы [2], но на рис. 1–3, рассматриваемых в работе, сюрфонная ветвь видна ярче. Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные по неупругому рассеянию нейтронов на тонких пленках гелия подтверждают существование сюрфононов [5–8] как дополнительного типа поверхностных возбуждений.

3. СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ И ОБСУЖДЕНИЕ

Микроскопические численные расчеты также предлагают несколько типов поверхностных возбуждений в дополнение к риплонам [16–22]. Эти численные расчеты используют метод коррелированной базисной функции (КБФ) [15] для неодно-

родной жидкости и используют некоторые дополнительные приближения. Эти КБФ-вычисления основываются на волновой функции Фенберга только с парными корреляциями и выполнены в приближении цепных корреляций. Эти расчеты также предполагают, что возбуждения и внешние возмущения влияют только на одночастную компоненту функции Фенберга [16]. Это предположение о статических двухчастичных корреляциях ограничивает режим достоверности этой теории длиной волн, большими, чем среднее расстояние между двумя частицами. Это также может ограничивать теорию лишь небольшими отклонениями от равновесной (основного состояния) плотности жидкости He. Эффекты обратного потока [14] также игнорируются в этих численных расчетах. Поэтому полученные теоретические энергии возбуждения, рассчитанные при больших волновых числах q_{\parallel} , существенно выше экспериментальных результатов [20]. Поскольку применяемый вариационный метод Ястрова (Jastrow) для объемной жидкости не создает автоматически границу системы при насыщении плотности He, в этих численных расчетах феноменологически вводится внешний потенциал для стабилизации поверхности [20, 21]. Сила этого дополнительного феноменологического потенциала регулируется так, чтобы рассчитанный химический потенциал соответствовал экспериментальному значению насыщения [20]. Наконец, стандартные численные расчеты предполагают, что поверхностные возбуждения не нарушают трансляционной симметрии вдоль поверхности, что может не описывать случай единственного сюрфона с нулевым импульсом в горизонтальной плоскости. Тем не менее сравнение поверхностных возбуждений, предложенных этими приближенными численными расчетами, с сюрфонами, предложенными полуфеноменологически [5, 6], весьма полезно.

В работах [16–18, 22] исследованы основное состояние и возбуждения в тонкой пленке He, состоящей из нескольких атомных слоев, на подложке из различных материалов и найдено несколько типов возбуждений в пленках He с ненулевой щелью. Анализ токов частиц и плотностей перехода помимо дисперсионного соотношения этих возбуждений позволил описать их природу [22]: часть их была отнесена к риплонным модам на подложке из поверхности гелия, другие же были названы дыхательными модами. Последние описывают стоячую волну в z -направлении, перпендикулярном пленке [22], подобно объемным фононам, которые могут распространяться вдоль пленки. Энергетическая щель

этих дыхательных мод уменьшается с увеличением толщины пленки. Таким образом, ни одно из возбуждений, найденное в работах [16–18, 22], не может быть связано с сюрфонами. Причина в том, что эти расчеты [16–18, 22] включают только возбуждения внутри жидкости, пренебрегая паром гелия и состояниями над жидким гелием. Это ограничение было устранено в работах [20, 21], где свободная граница между толстой пленкой жидкого He и насыщенным паром была исследована аналогичным численным микроскопическим КБФ-методом и были получены существенно иные результаты. Этот предел толстой пленки жидкого He, заполняющего полупространство вместо атомарно-тонкой пленки, ближе к модели полуфеноменологического описания сюрфонов в работе [6].

Несколько щелевых поверхностных возбуждений были получены в глубоком жидком гелии [20, 21], но структура этих возбуждений полностью отличается от структуры в тонких пленках [16–18, 22]. Во-первых, не обнаружено признаков дыхательной моды на поверхности толстой пленки гелия [20, 21], что естественно, так как эти возбуждения распространяются в пленках гелия по всей толщине пленки [22], будучи скорее объемным возбуждением. Тем не менее были обнаружены два новых типа щелевых поверхностных возбуждений в толстой пленке гелия [21]. Первый тип имеет большую энергию возбуждения (выше $\Delta_1 \approx 18.5$ К) и интерпретируется как связанный ротон, захваченный в области раздела сред [21]. Волновая функция этого возбуждения находится в основном внутри жидкого He (см. рис. 2 из работы [21]), так что он не может быть интерпретирован как сюрфон.

Второй тип щелевых поверхностных возбуждений, найденный в работе [21] и названный поверхностными резонансными состояниями (ПРС), имеет структуру и свойства, очень похожие на структуру сюрфона. Во-первых, ПРС соответствуют пику плотности He чуть выше поверхности жидкости, как показано на рис. 6 в работе [21]. Это очень похоже на волновую функцию сюрфона, показанную на рис. 1 в работе [33]. Во-вторых, закон дисперсии ПРС в плоскости очень похож на закон дисперсии сюрфонов (см. рис. 7 и 9 в работе [21]): их энергетическая щель $\Delta_2 \approx 1.6$ К, и при горизонтальной проекции импульса $q_{\parallel} < 1.5 \text{ \AA}^{-1}$ закон их дисперсии очень похож на квадратичную дисперсию в уравнении (2) с эффективной массой M^* ; близкой к атомной массе гелия $M_4^0 = 6.7 \cdot 10^{-24}$ г. В третьих, подобно сюрфонам, эти поверхностные возбуждения интерпретируются как атомы пара He с волновой функцией, име-

ющей большой пик чуть выше поверхности жидкости [21], которые создают связанное состояние на поверхности при нулевой температуре. При конечной температуре эти атомы в связанных поверхностных состояниях квазистационарны, т. е. имеют небольшую конечную вероятность стать делокализованными, подобно случаю испарения сюрфона при конечной температуре, изученному в работе [33]. Таким образом, мы предполагаем, что ПРС, полученные численно в работе [21], и сюрфоны, предложенные в работах [5, 6], описывают однотипные поверхностные возбуждения в двух различных приближенных подходах¹⁾.

Поэтому экспериментальное исследование закона дисперсии поверхностных возбуждений путем неупругого рассеяния нейтронов на пленках He очень полезно для обнаружения сюрфонов и изучения их свойств. Эти свойства могут несколько отличаться и от тех, которые предсказываются полуфеноменологическим подходом работ [5, 6], и от приближенных численных расчетов в работе [21]. Численные расчеты динамики одного атома He, приближающегося к поверхности и взаимодействующего с ближайшими атомами из жидкости, могли бы дополнительно доказать существование сюрфонов и даже оценить время их жизни. Поскольку сюрфонные возбуждения играют важную роль в физических свойствах поверхности жидкого гелия и, возможно, других криогенных жидкостей, необходимы дальнейшие численные расчеты по этой проблеме.

Наблюдаемая дополнительная ветвь максимумов интенсивности, дающая дисперсию поверхностных возбуждений в горизонтальной плоскости и приблизительно совпадающая с пунктирной линией возможного спектра сюрфонов на рис. 1–3, дает сильный аргумент в пользу существования сюрфонов и подсказывает закон их дисперсии. В качестве альтернативы эта дополнительная ветвь может быть связана с дыхательными модами, полученными в работах [16–18, 22] для тонких пленок гелия. Эти дыхательные моды имеют в плоскости различную дисперсию, более близкую к линейной, а не к квадратичной, как у сюрфона. Кроме того, для толстых пленок должно быть несколько таких мод, соответствующих различным квантовым числам размерного квантования вдоль оси z . Эксперименталь-

ное изучение эволюции энергии активации этой моды возбуждений с изменением толщины пленки He может объяснить природу этого возбуждения и полностью исключить (или подтвердить) его происхождение от дыхательных мод, но это, вероятно, требует экспериментальных данных с более высоким энергетическим разрешением.

Резюмируя, мы анализируем экспериментальные данные по неупругому рассеянию нейтронов на тонких, состоящих из 5 атомных слоев пленках жидкого гелия при трех различных температурах. Графики интенсивности рассеяния, показанные на рис. 1–3, соответствуют новому типу целевых поверхностных возбуждений с энергией активации около 4.5 К и дисперсией, подобной ожидаемой для сюрфонов, предложенных и исследованных полуфеноменологически в работах [5–8]. Поверхностные возбуждения с очень сходной структурой и свойствами также были получены численными расчетами и назывались резонансными поверхностными состояниями [21]. До этого были только косвенные экспериментальные обоснования существования сюрфонов, основанные на температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения [5, 6] и на взаимодействии сюрфонов с поверхностными электронами [7, 8]. Представленные данные по неупругому рассеянию нейтронов, вероятно, дают первое прямое наблюдение сюрфонов. Однако дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование необходимо для надежного подтверждения существования сюрфонов как поверхностных возбуждений и для количественного анализа их свойств.

Авторы благодарят Анри Годфрена (Henri Godfrin) за предоставление частично неопубликованных экспериментальных данных [1] и Екхарда Кротчека (E. Krotscheck) за полезные дискуссии. Работа поддержана программой 0033-2018-0001 «Физика конденсированного состояния» ФАНО России. Один из авторов (А. Д. Г.) благодарит РФФИ (грант № 16-02-00522).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. J. Lauter and H. Godfrin, частное сообщение.
2. H. J. Lauter, H. Godfrin, V. L. P. Frank, and P. Leiderer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2484 (1992).
3. H. J. Lauter, H. Godfrin, and P. Leiderer, *J. Low Temp. Phys.* **87**, 425 (1992).

¹⁾ Вторая мода поверхностных возбуждений, предложенная в работе [20] для глубокого гелия, вероятно, соответствует суперпозиции сюрфона и поверхностного фонона, так как она имеет два максимума на зависимости квадрата волновой функции гелия от координаты z , один максимум выше и один ниже поверхности гелия.

4. B. E. Clements, H. Godfrin, E. Krotscheck, H. J. Lauter, P. Leiderer, V. Passioux, and C. J. Tymczak, *Phys. Rev. B* **53**, 12242 (1996).
5. А. М. Дюгаев, П. Д. Григорьев, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 935 (2003).
6. A. D. Grigoriev, P. D. Grigoriev, and A. M. Dyugaev, *J. Low Temp. Phys.* **163**, 131 (2011); arXiv: 0905.2306.
7. P. D. Grigoriev, A. M. Dyugaev, and E. V. Lebedeva, *ЖЭТФ* **133**, 370 (2008).
8. П. Д. Григорьев, А. М. Дюгаев, Е. В. Лебедева, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 114 (2008).
9. J. S. Rowlinson and B. Widom, *Molecular Theory of Capillarity*, Dover Publ., Mineola, New York (2002).
10. D. O. Edwards and W. F. Saam, *Progr. Low Temp. Phys.* **7A**, 284 (1978).
11. В. С. Эдельман, *УФН* **130**, 675 (1980).
12. В. С. Шикин, Ю. П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
13. Y. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer-Verlag, New York (2004).
14. E. Feenberg, *Theory of Quantum Fluids*, Acad. Press, New York (1969).
15. G. Mahan, *Many-Particle Physics*, Plenum Press, New York (1990), Ch. 10.
16. E. Krotscheck, *Phys. Rev. B* **31**, 4258 (1985).
17. E. Krotscheck, *Phys. Rev. B* **32**, 5713 (1985).
18. E. Krotscheck and C. J. Tymczak, *Phys. Rev. B* **45**, 217 (1992).
19. B. E. Clements, E. Krotscheck, and C. J. Tymczak, *Phys. Rev. B* **53**, 12253 (1996).
20. K. A. Gernoth, J. W. Clark, G. Senger, and M. L. Ristig, *Phys. Rev. B* **49**, 15836 (1994).
21. K. A. Gernoth and M. L. Ristig, *Phys. Rev. B* **45**, 2969 (1992).
22. B. E. Clements, E. Krotscheck, and C. J. Tymczak, *J. Low Temp. Phys.* **107**, 387 (1997).
23. H.-J. Lauter, in *Excitations in Two-Dimensional and Three-Dimensional Quantum Fluids*, NATO ASI series, ed. by A. F. G. Wyatt and H. J. Lauter, Plenum Press, New York (1991).
24. L. Pricapenko and J. Treiner, *J. Low Temp. Phys.* **101**, 809 (1995).
25. C. E. Campbell, B. E. Clements, E. Krotscheck, and M. Saarela, *Phys. Rev. B* **55**, 3769 (1997).
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
27. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **50**, 1415 (1966).
28. C. G. Paine and G. M. Seidel, *Phys. Rev. B* **46**, 1043 (1992).
29. K. Shirahama, S. Ito, H. Suto, and K. Kono, *J. Low Temp. Phys.* **101**, 439 (1995).
30. M. Saitoh, *J. Phys. Soc. Jpn* **42**, 201 (1977).
31. Russell J. Donnelly and Carlo F. Barenghi, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 1217 (1998).
32. E. Krotscheck, частное сообщение.
33. A. D. Grigoriev, P. D. Grigoriev, A. M. Dyugaev, and A. F. Krutov, *Low Temp. Phys.* **38**, 1005 (2012).
34. M. A. H. Tucker and A. F. G. Wyatt, *J. Low Temp. Phys.* **100**, 105 (1995).