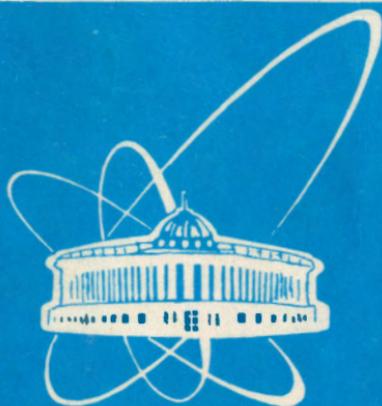


94-125



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-94-125

Н.М.Благовещенский¹, И.В.Богоявленский²,
Л.В.Карнацевич², Ж.А.Козлов, В.Г.Колобродов²,
В.Б.Приезжев, А.В.Пучков¹, А.Н.Скоморохов¹,
В.С.Ярунин

СТРУКТУРА СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ЖИДКОМ He-4

Направлено в журнал "Physical Review B1"

¹Физико-энергетический институт, Обнинск, Россия.

²Физико-технический институт, Харьков, Украина.

1994

1. Введение

В 1941 году Ландау предложил описание свойств сверхтекучего He-4 на языке квазичастичных элементарных возбуждений [1]. Окончательный вид закона дисперсии таких возбуждений был установлен в 1947 году Боголюбовым [2] в теории слабонеидеального бозе-газа и Ландау [3] на основании анализа экспериментальных данных по термодинамике жидкого гелия. Связь структурного фактора жидкого гелия-4 с энергетическим спектром его коллективных возбуждений типа Ландау была установлена Фейнманом [4]. Этот же результат на основе гидродинамики квантовой жидкости получен Питаевским [5].

В 1961 году в экспериментах Хеншоу и Вудса [6] методом неупругого рассеяния нейтронов была измерена вся дисперсионная кривая для возбуждений в сверхтекучем He-4, которая совпала по форме с предсказанием Ландау. С тех пор во многих экспериментальных работах по нейтронным исследованиям гелия уточнялись параметры кривой дисперсии в зависимости от температуры и давления при различных значениях волнового вектора q [7-11]. На рис.1 схематично изображены кривая дисперсии элементарных возбуждений в сверхтекучем гелии-4 (1) и положение максимума многофононного рассеяния нейтронов (2).

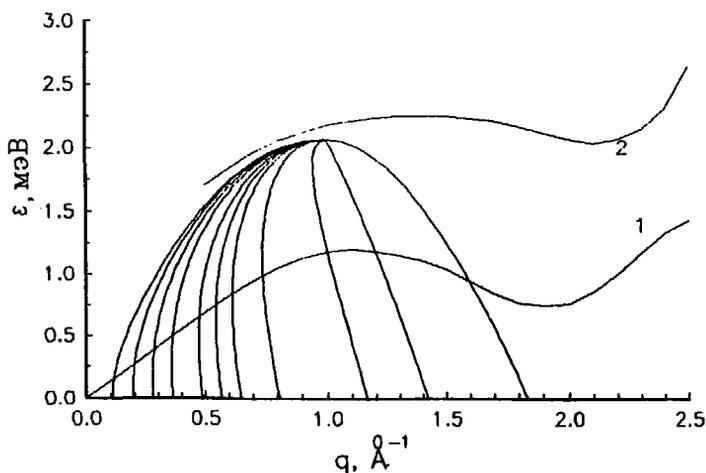


Рис.1. Дисперсионная кривая одночастичных возбуждений в сверхтекучем гелии-4 (1) и кривая максимума пика многофононного рассеяния нейтронов (2). Верр кинематических соотношений для нейтронов, рассеянных под различными углами, приведен для начальной энергии $E_0=2,08 \text{ мэВ}$ (формула 4)

Качественно картина рассеяния нейтронов в жидком гелии характеризовалась до настоящего времени следующим образом. При температурах гелия ниже λ -точки пик неупругого рассеяния нейтронов является *острым*, хорошо определенным. Лишь в непосредственной близости от T_λ он несколько уширяется в максонной и ротонной областях спектра. В нормальной фазе в области максонов и ротонов наблюдаются широкие пики рассеяния, причем кривая дисперсии значительно смещена относительно соответствующей кривой в сверхтекучей фазе при низких температурах. В фононной части спектра резких изменений картины рассеяния при переходе через λ -точку не происходит.

Вопрос о фундаментальных физических причинах наблюдаемой температурной зависимости спектра возбуждений в жидком гелии-4, его резком качественном изменении при переходе из сверхтекучей в нормальную фазу остается предметом дискуссии. Следует отметить, что в других квантовых жидкостях (He^3 , H_2) характер рассеяния нейтронов близок к рассеянию на нормальном He-4 и слабо зависит от температуры [12,13].

Хотя вид закона дисперсии спектра возбуждений в гелии-4, полученный в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов, совпадает по форме с энергетическим спектром Ландау, вопрос о связи наблюдаемой дисперсионной кривой с энергетическим спектром квазичастиц в жидком гелии не является столь простым. Пояснить имеющиеся здесь трудности можно следующим образом. Если некоторая конденсированная среда может быть описана в терминах квазичастичных возбуждений, то закон дисперсии этих возбуждений, как показано в [14], определяется полюсами одночастичной функции Грина, согласно

$$G^{-1}(q, \epsilon(q)) = 0. \quad (1)$$

В экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов измеряется динамический структурный фактор среды, являющийся двойным фурье-образом корреляционной функции флуктуаций плотности [14]

$$S(r, t; r', t') = \langle n(r, t) n(r', t') \rangle - \langle n(r, t) \rangle \langle n(r', t') \rangle. \quad (2)$$

В координатах q - ϵ динамический структурный фактор $S(q, \epsilon)$ выражается через функцию динамической восприимчивости $\chi(q, \epsilon)$ [14]. Вообще говоря, пики в $S(q, \epsilon)$ отнюдь не должны соответствовать полюсам одночастичной функции Грина (1). Иначе говоря, элементарные возбуждения, определяемые из (1), в общем случае не связаны непосредственно с флуктуациями плотности и их спектр не может быть прямо определен из нейтронных экспериментов. Тем не менее параметры спектра, полученные из нейтронных измерений в сверхтекучем He-4 , оказались в хорошем согласии со спектром Ландау, т. е. методом неупругого рассеяния нейтронов действительно удается восстановить закон дисперсии квазичастиц в He-II .

Успехи в понимании причин такой возможности были достигнуты в результате развития микроскопической теории бозе-жидкостей. Соответствующий подход на основе квантово-полевых методов был развит Беляевым [15], Гугенгольцем и Пайнсом [16], Гаворе и Нозьером [17], Хозенбергом и Мартином [18], Шепфалузи и Кондором [19], Грифффином и Ченгом [20] и другими. В частности, Гаворе и Нозьер

показали, что в сверхтекучем жидком гелии при $T=0$ К закон дисперсии элементарных возбуждений (квазичастиц), определяемых функцией Грина $G(q, \varepsilon)$, и коллективных звуковых возбуждений, проявляющихся в динамическом структурном факторе $S(q, \varepsilon)$ при малых q , является общим и имеет вид $\varepsilon(q) = cq$, где c – скорость первого звука. Это явилось развитием результата Боголюбова [2] для слабонепригодного бозе-газа. Важным результатом теории явилось также доказательство того факта, что в сверхтекучей жидкости, благодаря наличию бозе-конденсата полюса одночастичной функции Грина $G(q, \varepsilon)$ и функции динамической восприимчивости $\chi(q, \varepsilon)$, а следовательно, и динамического структурного фактора $S(q, \varepsilon)$ совпадают [19,20]. Этот фундаментальный результат отвечает на вопрос, почему возможно исследование квазичастичного спектра возбуждений He-4 методом неупругого рассеяния нейтронов. Доказательство указанного факта основано на использовании развитого в ряде работ применительно к сверхтекучей бозе-жидкости метода диэлектрического формализма [19, 22]. Таким образом, благодаря фазовому переходу, в результате которого нарушается калибровочная симметрия состояния и появляется отличная от нуля плотность бозе-конденсата (n_0), спектр квазичастиц проявляется в виде флуктуаций плотности и становится доступен наблюдению в нейтронных экспериментах.

Опираясь на изложенные общие представления, Гриффин, Глайд, Стирлинг в ряде работ [23-26] предложили феноменологическую модель, качественно описывающую спектр возбуждений в жидком He-4. Согласно этой модели в нормальной фазе полюса функции $\chi(q, \varepsilon)$ не совпадают с полюсами функции Грина, т. е. не связаны со спектром квазичастиц. Природа наблюдаемых здесь энергетических возбуждений иная и может быть связана с коллективными модами типа первого и нулевого звуков, рассеянием на термически возбужденных квазичастицах (по аналогии с ферми-жидкостями, см. [14]) или с другими механизмами. При переходе в сверхтекучую фазу и появлении отличной от нуля плотности бозе-конденсата (n_0) происходит гибридизация коллективных колебаний плотности и элементарных фононных возбуждений посредством взаимодействия через конденсат. В результате этого для функции $\chi(q, \varepsilon)$ помимо системы полюсов, характерных для нормальной фазы, появляется новая система полюсов, связанных с функцией Грина, а следовательно, со спектром квазичастиц. Причем мерой той компоненты рассеяния, которая ассоциирована с квазичастицами, является величина n_0 . Та же часть рассеяния, которая связана с возбуждениями, присутствующими нормальной жидкости, также должна несколько модифицироваться при переходе гелия в сверхтекучее состояние. Гриффин и Глайд [25,26], анализируя некоторые последние экспериментальные результаты нейтронных исследований жидкого He-4, особенно при повышенных давлениях [24,27], интерпретируют их как согласующиеся с такой концепцией.

Предсказываемая в указанных работах достаточно сложная структура спектра возбуждений в жидком гелии нуждается в детальной экспериментальной проверке в широкой области волновых векторов $q=(0-3,5) \text{ \AA}^{-1}$. Эта же задача входит в наши долгосрочные планы. Приступить к реализации такой программы нам позволило освоение нового нейтронного измерительного комплекса ДИН-2ПИ на реакторе ИБР-2

в ОИЯИ (г.Дубна). Часть полученных результатов составляет содержание настоящей работы. В разделе 2 описываются экспериментальная аппаратура и новые технические возможности, которые она обеспечивает. В разделе 3 приводятся основные экспериментальные результаты. В разделе 4 экспериментальные результаты сопоставляются с данными других авторов. В разделе 5 проводится обсуждение наших результатов в свете развитых в последние годы новых представлений о природе возбуждений в жидком гелии-4 в рамках концепции Гриффина-Глайда и др. моделей.

Первые результаты данной работы были опубликованы ранее в [28].

2. Технические возможности эксперимента

Эксперименты по изучению неупругого рассеяния нейтронов в жидком гелии-4 были выполнены на измерительном комплексе импульсный реактор ИБР-2 + времяпролетный спектрометр прямой геометрии ДИН-2ПИ [29] в Объединенном институте ядерных исследований в г. Дубне. Для измерений использовался криостат [30], позволявший работать с образцом жидкого He-4 объемом 3,6 литра при температурах от 4,2 до 0,4 К. Точность поддержания температуры составляет 0,01 К.

Отметим некоторые методические особенности измерительного комплекса. Важным параметром спектрометра является ширина функции энергетического разрешения. Для времяпролетной методики эта величина зависит от энергий падающих (E_0) на образец и рассеянных (E) нейтронов

$$\Delta E \approx \sqrt{aE_0^3 + bE^3}, \quad (3)$$

где a и b – константы. Согласно (3) для получения лучшего разрешения энергия падающих нейтронов выбиралась по возможности ниже. Предварительные эксперименты показали, что уровень интенсивности рассеянных в жидком He-4 нейтронов позволяет работать с начальной энергией нейтронов $E_0 \sim 2$ мэВ. Результаты измерений при самой низкой температуре $T \sim 0,4$ К и начальной энергии нейтронов примерно 2 мэВ показали, что полная ширина на половине высоты функции разрешения в области максона была не более 50 мкэВ, а в области ротоннов и фононов не более 100 мкэВ. Нужно отметить, что расчетные оценки ширины функции разрешения, выполненные методом Монте-Карло, дали значения ширин, близкие к экспериментальным ширинам пиков при $T \sim 0,4$ К.

Существенным преимуществом работы со столь низкими начальными энергиями нейтронов является также следующее обстоятельство. Нужно иметь в виду, что при энергиях выше кривой дисперсии однофононных возбуждений начинается широкая полоса, связанная с возбуждением двух и более квазичастиц. Это так называемые многофононные или многочастичные процессы. Зависимость максимума этой части рассеяния от q обозначена кривой (2) на рис. 1. Это рассеяние имеет довольно сложную структуру и само является интересным объектом исследования [31,32]. Обсуждение данного вопроса выходит за рамки настоящей работы. Здесь для нас важно только то, что низкоэнергетические крылья многочастичных процессов могут повлиять на величину и форму той части рассеяния, которую принято называть однофононной или одночастичной. Особенно заметно это может сказаться на возбуждениях в области максонов. Как видно из рис.1, начальная энергия ~ 2 мэВ лежит ниже полосы многочастичных возбуждений в гелии и, таким образом,

процессы их рождения в значительной степени ослаблены, а их низкоэнергетические крылья дают малый вклад в область одночастичной интенсивности рассеяния нейтронов. Наглядной иллюстрацией этого является рис.2, на котором для сравнения приведены два экспериментальных спектра при $T=1,5$ К и $q=1,6 \text{ \AA}^{-1}$: кривая 1 - для начальной энергии 3,5 мэВ и 2 - 2,08 мэВ. Из рис.2 хорошо видно существенное уменьшение ширины одночастичного пика и значительное ослабление вклада многофононного рассеяния. Кривые нормированы на площадь одночастичного пика.

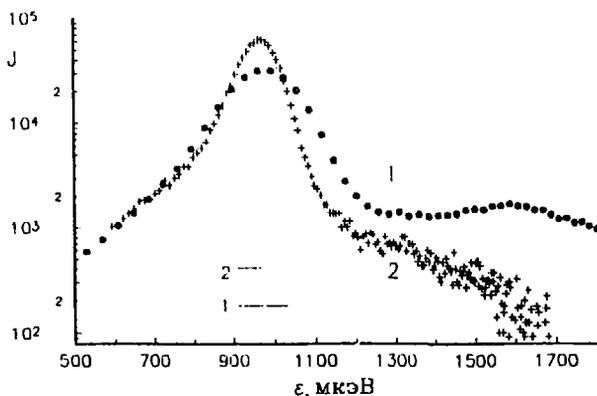


Рис.2. Экспериментальные спектры рассеяния нейтронов в гелии-4 при $q=1,57 \text{ \AA}^{-1}$: 1 - $T=1,5$ К и $E_0=3,5$ мэВ; 2 - $T=1,45$ К и $E_0=2,08$ мэВ. Горизонтальные черточки показывают разрешение для данных пиков. Кривые нормированы на площадь одночастичных пиков

Таким образом, использование низкой начальной энергии нейтронов позволило значительно повысить точность измерений, подавить многочастичное рассеяние, реально наблюдать и анализировать особенности в спектрах рассеяния нейтронов, в $(1-5) \cdot 10^2$ раз меньшие, чем интенсивность в основном одночастичном пике рассеяния. Иллюстрацией возможностей эксперимента является тот факт, что в проведенных экспериментах впервые наблюдались пики, связанные с рассеянием нейтронов в сверхтекучем гелии с приобретением энергии, т. е. с нагревом нейтронов в жидкости.

По сравнению с экспериментальной аппаратурой других авторов мы работали с довольно большим объемом образца жидкого He-4. В принципе это могло приводить к возрастанию роли процессов многократного рассеяния нейтронов и искажению истинной формы пика. Для проверки влияния таких эффектов были проведены специальные эксперименты с кадмиевой вставкой в контейнер образца, разбивающей весь объем на систему тонких слоев (толщиной 2 см). Сравнение результатов измерений при наличии такой вставки и без нее не выявили сколь-нибудь заметных различий в форме пиков рассеяния. Необходимо заметить, что при работе с очень низкими начальными энергиями помимо уменьшения полного сечения рассеяния нейтронов (при $E_0=2,08$ мэВ $\sigma_{tot} \approx 0,2$ барн и пропускание образца порядка 0,94) уменьшается вероятность повторного рассеяния в гелии из-за дальнейшего уменьшения полного сечения и возможности рассеяния только под определенными

углами. Таким образом, можно было считать, что эффекты многократного рассеяния нейтронов в данных экспериментах не играют заметной роли.

Детекторная система спектрометра позволяла одновременно проводить измерения интенсивности рассеянных нейтронов в широком интервале углов рассеяния θ от 5 до $133,7^\circ$. На рис.1 в качестве примера для начальной энергии 2,08 мэВ приведен веер кинематических законов рассеяния нейтронов для ряда детектируемых углов рассеяния θ . Экспериментальные спектры измерялись при $\theta = \text{const}$, поэтому кинематическое соотношение между передачей волнового вектора q и энергии ε определяется

$$\begin{aligned} q &= k_0 - k; \\ \varepsilon &= E_0 - E; \end{aligned} \quad (4)$$

$$q = 0,695 (2E_0 - \varepsilon - 2 \cos \theta \sqrt{E_0(E_0 - \varepsilon)})^{1/2},$$

где k_0 и k - волновые векторы падающих и рассеянных нейтронов соответственно. Неопределенность значения q , связанная с конечными размерами образца и детектора, при малых q составляет $\Delta q \sim 0,06 \text{ \AA}^{-1}$, при больших q эта величина меньше.

Из рис.1 видно, что постановка эксперимента позволяет одновременно изучать достаточно большой участок кривой дисперсии. Для продвижения в сторону больших передач волнового вектора необходимо повысить начальную энергию нейтронов. Нормировка спектров производилась по интенсивности упругого рассеяния нейтронов на ванадии. Фоновые условия из-за малости энергий или большого времени пролета нейтронов, т. е. при измерениях вдали от основной вспышки мощности реактора, не оказывали заметного влияния на результаты.

В настоящей работе измерения были проведены при начальных энергиях нейтронов $E_0 = 1,6; 2,08; 2,45$ и $3,5$ мэВ при температурах $T = 0,42; 0,45; 1,4; 1,45; 1,5; 1,72; 2,0; 2,05; 2,21; 2,25$ К в области передач волнового вектора от $0,08$ до $2,5 \text{ \AA}^{-1}$.

3. Результаты измерений

3.1. Описание формы пиков неупругого рассеяния нейтронов

Анализ формы экспериментальных пиков рассеяния нейтронов проводился в энергетической шкале, для чего измеряемая в эксперименте интенсивность как функция угла рассеяния и времени пролета нейтронов преобразовывалась в динамический структурный фактор $S(q, \varepsilon)$:

$$S(q, \varepsilon) \sim (E_0^2/E^2) d^2J(\theta, t)/d\Omega dt, \quad (5)$$

где t - ширина временного канала спектра, J - счет в канале.

Анализ формы пиков рассеяния удобно провести отдельно для *сверхтекучей* и *нормальной* фаз жидкого гелия. Кроме того, можно выделить *три* характерные области значений волнового вектора q , для которых формы пиков также различаются. Это начальный *фонный* участок кривой дисперсии при $q < 0,4 \text{ \AA}^{-1}$, затем *максон-ротонная* область возбуждений $q > 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ и, наконец, *переходная* область при $0,4 < q < 0,65 \text{ \AA}^{-1}$, названная нами областью "Y".

3.1.1. Сверхтекучая фаза (HeII)

В максон-ротонной области спектра одночастичный острый пик рассеяния нейтронов плохо описывается одним гауссианом (G) или одним лоренцианом, свернутым с гауссианом (LG). (LG) предполагает, что собственная лоренцевская форма сворачивается с гауссовской функцией разрешения спектрометра. Лучшее описание с точки зрения статистических критериев аппроксимации (величины χ^2 , коэффициентов корреляции параметров модели и др.) соответствует модели двух гауссианов (G+G) или двух сверток (LG+LG). Выбор между этими двумя моделями в пределах точности в настоящее время пока затруднителен. Две компоненты пика рассеяния значительно различаются по ширине (типичные примеры разложения приведены на рис.3), поэтому в дальнейшем мы будем именовать одну из них "узкой" (n), а другую – "широкой" (w).

В фононной области спектра также наблюдаются узкая и широкая компоненты рассеяния нейтронов. По причинам, которые станут ясными из дальнейшего, узкая компонента здесь имеет, по-видимому, иную природу, чем компонента (n), и мы будем обозначать ее далее символом (os). Широкая компонента (w) хорошо видна в этой области только вблизи T_λ , а при более низких температурах ее интенсивность падает и выделить ее становится трудно.

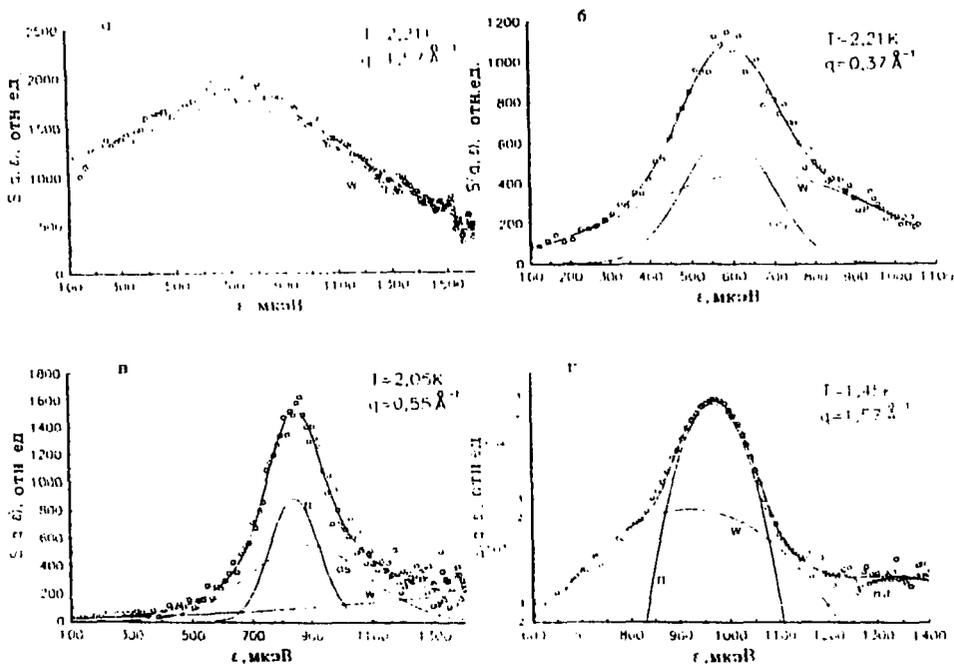


Рис.3. Кривые $S(q, \epsilon)$ при разных температурах и составляющие их разложения при волновых векторах а) $q=1,57 \text{ \AA}^{-1}$; $T=2,21 \text{ K}$; б) $q=0,37 \text{ \AA}^{-1}$; $T=2,21 \text{ K}$; в) $q=0,55 \text{ \AA}^{-1}$; $T=2,05 \text{ K}$; г) $q=1,57 \text{ \AA}^{-1}$; $T=1,45 \text{ K}$

В *переходной области* "Y" картина рассеяния нейтронов наиболее сложная. Здесь, по-видимому, наблюдаются сразу три компоненты рассеяния - (n), (os) и (w). При этом компонента (os) с ростом q начинает сильно затухать и вблизи верхней границы области при $q \sim 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ ее становится трудно выделить. Компонента (n) при уменьшении q и приближении к нижней границе области сближается по своим параметрам с компонентой (os) и при $q < 0,4 \text{ \AA}^{-1}$ их трудно разделить. Широкая компонента (w) присутствует в этой области, но определяется хуже, чем в фоновой или максон-ротонной областях, и, вероятнее всего, она также затухает.

3.1.2. Нормальная фаза (HeI)

Выше T_λ в *максон-ротонной* области спектра наблюдаются только широкие пики рассеяния (w), хорошо описываемые одним (G) или одним (LG). В *фононной* области помимо широкой компоненты (w) хорошо видна узкая компонента (os). В *переходной области* "Y" эта компонента (os) начинает быстро затухать и выше $q \sim 0,65 \text{ \AA}^{-1}$ уже не наблюдается. Широкая компонента (w) в переходной области определяется плохо. Узкая компонента (n), характерная для He-II, выше T_λ не наблюдается.

3.2. Дисперсионные кривые

Рассмотрим вначале *максон-ротонную* область спектра при $q > 0,65 \text{ \AA}^{-1}$. В *сверхтекучей* фазе дисперсионные кривые узкой (n) и широкой (w) компонент

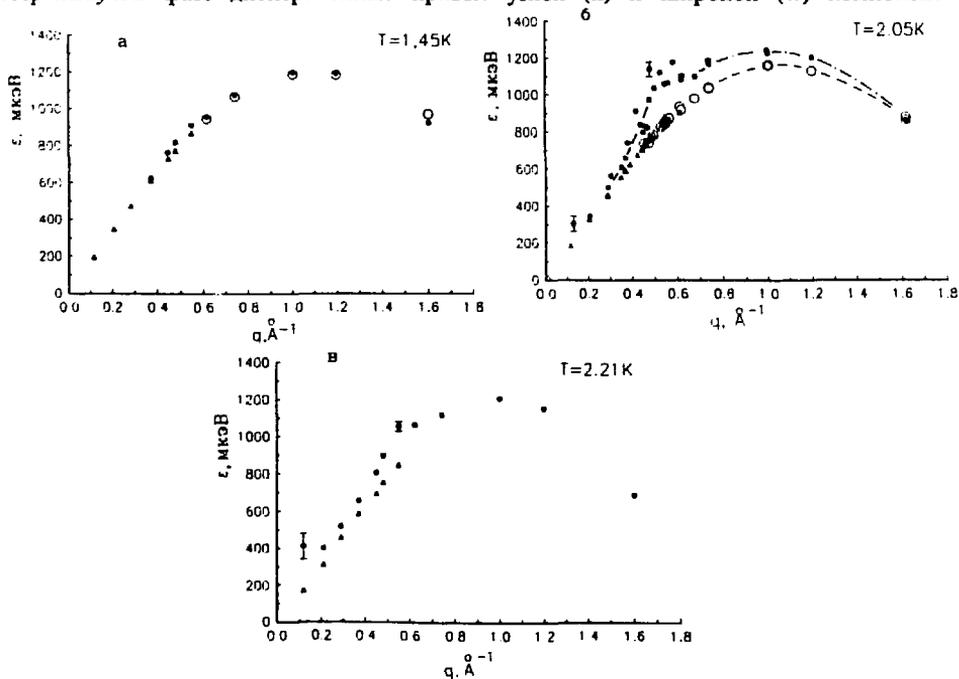


Рис.4. Кривые дисперсии при $T=1,45; 2,05; 2,21 \text{ K}$ для компонент: (n) - открытые кружочки, (w) - заполненные кружочки и (os) - треугольники

близки друг к другу. Различие между $\epsilon_n(q)$ и $\epsilon_w(q)$ менее 10%. Однако при всех температурах $T < T_\lambda$ наблюдается тенденция сдвига всей зависимости $\epsilon_w(q)$ в сторону меньших значений q по отношению к $\epsilon_n(q)$. Это приводит к тому, что максимумы и минимумы соответствующих дисперсионных кривых не совпадают, а сами эти кривые пересекаются вблизи максимума и, по-видимому, вблизи минимума (см. рис.4а и 4б). Температурные зависимости для обеих компонент являются достаточно слабыми (см. рис.5). При переходе через T_λ узкая компонента (n) исчезает, а дисперсионная кривая для $\epsilon_w(q)$ существенно не меняется (см. рис. 4в и 5).

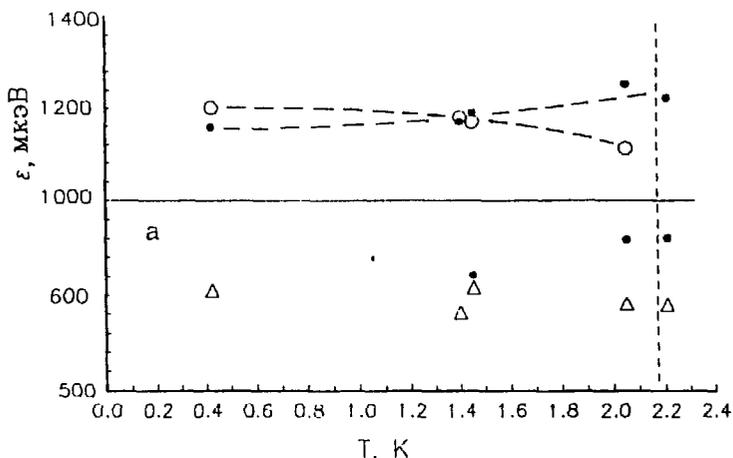


Рис.5. Изменение энергии возбуждений с температурой: а) $q=0,37 \text{ \AA}^{-1}$; б) $q=1 \text{ \AA}^{-1}$. Компонента (n) - открытые кружочки, (w) - заполненные кружочки и (os) - треугольники

В фоновой и переходной "Y" областях спектра законы дисперсии для компонент (n) и (os) не различаются (рис. 4а и 4б). Кривая дисперсии для широкой компоненты $\epsilon_w(q)$ определяется здесь с меньшей точностью, но, по-видимому, лежит выше, чем $\epsilon_{os}(q)$. Температурные зависимости $\epsilon_{os}(q)$ и $\epsilon_w(q)$ в этой части спектра также являются очень слабыми и практически не чувствуют перехода в нормальную фазу (см. рис.5). Более подробно о форме кривой дисперсии для компоненты (os) будет сказано в разделе 4.3.

3.3. Интегральные интенсивности

В сверхтекучей фазе характер зависимостей интегральных интенсивностей от волнового вектора для узкой и широкой компонент $Z_n(q)$ и $Z_w(q)$ в максон-ротонной области является сходным. В качестве иллюстрации эти зависимости при $T=1,45$ и $2,05$ К приведены на рис. 6а и 6б. Обе кривые, очевидно, имеют известный максимум [7] в области ротонного минимума кривой дисперсии, который в данной работе не изучался. Анализ показывает, что при любой температуре отношение интенсивностей $\eta(q)=Z_n(q)/(Z_n(q)+Z_w(q))$ не зависит от q (рис.7). Однако это отношение сильно зависит от температуры. На рис. 8 зависимости $Z_n(T)$ и $Z_w(T)$ приведены для $q \sim 1.6 \text{ \AA}^{-1}$.

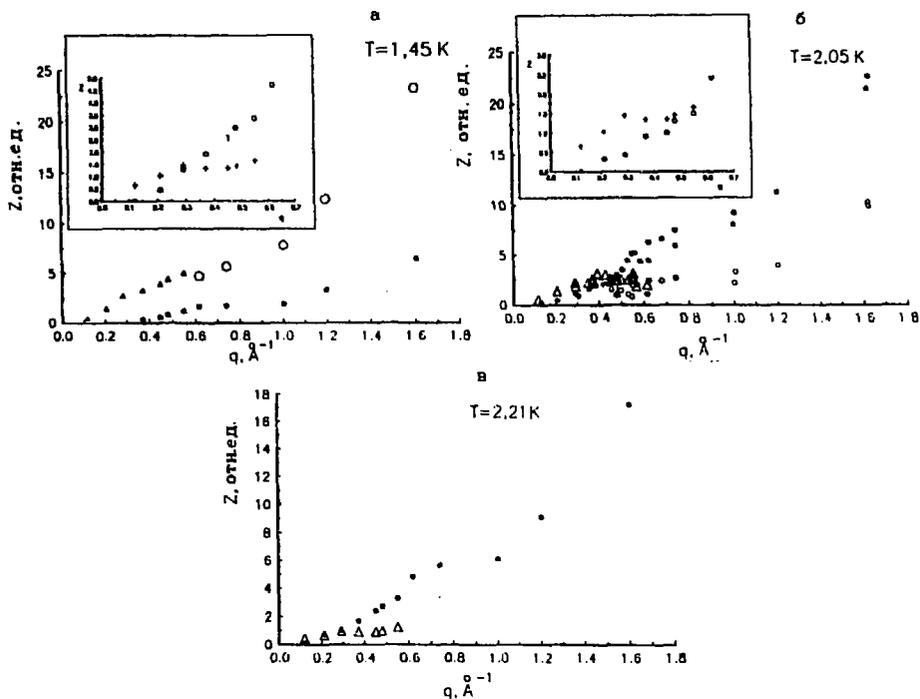


Рис.6. Зависимость интенсивности от q при $T=1,45; 2,05; 2,21$ К для компонент: (п) - открытые кружочки, (w) - заполненные кружочки и (os) - треугольники. На вставках показаны разложения (os) компоненты на две части: компоненту (os) при $T=2,21$ К - крестики, компоненту (п) - открытые кружочки.

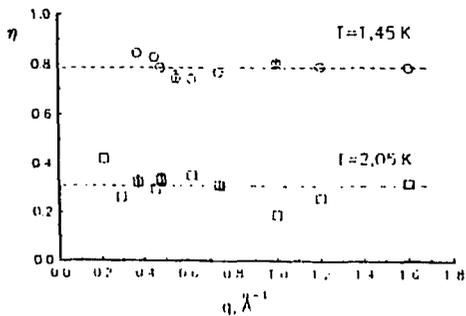


Рис.7. Кривая $\eta(q)$ при температурах 1,45 и 2,05 К. Пунктирные линии- средние значения η

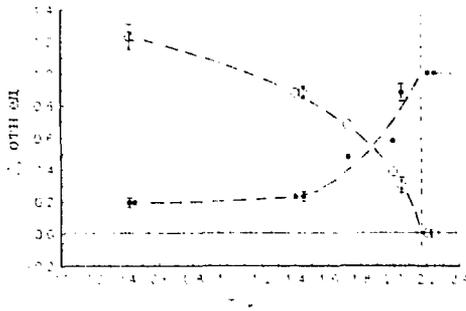


Рис.8. Зависимость интенсивности от температуры для компонент: (n) - открытые кружочки, (w) - заполненные кружочки. Кривые нормированы на единицу для (w) при $T > T_\lambda$.

Из рисунка видно, что узкая компонента рассеяния доминирует при низких температурах и фактически исчезает при приближении к T_λ . Наоборот, интенсивность широкой компоненты резко падает при понижении T . В нормальной фазе жидкого He-4 остаются только широкие пики рассеяния (w), для которых характер зависимостей $Z_w(q)$ (рис. 6в) подобен аналогичной зависимости для широкой компоненты в сверхтекучей фазе.

Теперь обратимся к *фононной части* кривой дисперсии при $q < 0,65 \text{ \AA}^{-1}$. Температурные зависимости $Z_{os}(T)$ для разных значений q (см. рис.9) отличаются от аналогичных зависимостей $Z_n(T)$ (см. рис.8) тем, что при $T > T_\lambda$ значения $Z_{os}(T)$ не обращаются в нуль. Исходя из этого можно предположить, что в сверхтекучей фазе узкая компонента (os) в фононной части сама состоит из двух близких по положениям и ширинам компонент: узкого пика рассеяния собственно (os), интенсивность которого слабо зависит от температуры, и узкого пика (n), интенсивность которого с температурой меняется в фононной области так же, как в максон-ротонной области.

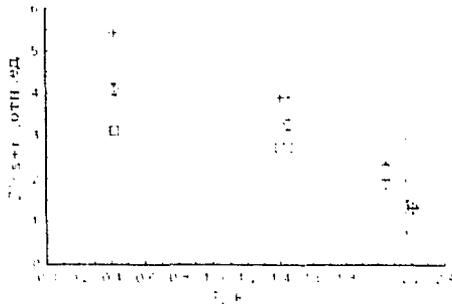


Рис.9. Изменение интенсивности компоненты (os) с температурой: $q=0,28 \text{ \AA}^{-1}$ - квадратики, $q=0,37 \text{ \AA}^{-1}$ - ромбики и $q=0,45 \text{ \AA}^{-1}$ - треуголки

В рамках этого предположения можно попытаться приближенно оценить интенсивности этих двух составляющих в сверхтекучей фазе. Для этой цели использовалась следующая процедура: из полной интенсивности $Z_{os}(T)$ для каждого q при температурах ниже λ -точки вычитались соответствующие значения $Z_{os}(q)$ при $T=2,21$ К. Полученные значения можно рассматривать как истинные значения $Z_n(q)$. На вставках рис. 6а и 6б показаны зависимости $Z_{os}(q, T=2,21$ К) и $Z_n(q)$ в фоновой области спектра. Если использовать эти значения $Z_n(q)$ для оценки величины η при малых значениях q (см. рис. 7), то получим естественное продолжение горизонтальной прямой на этом рисунке.

3.4. Ширины

Собственные значения ширин пиков $W_{in}(q, T)$ были получены вычитанием из экспериментальных ширин $W(q, T)$ ширины пика при самой низкой температуре $T=0,42$ К. При этом не вводилась поправка Валлера-Фромана и не учитывалась поправка на неопределенность Δq .

В максон-ротонной области спектра зависимости $W_{nin}(q)$ и $W_{win}(q)$ являются относительно слабыми для сверхтекучей фазы при всех температурах. На рис. 10а и 10б они приведены для температур 1,45 и 2,05 К. В нормальной фазе широкие пики

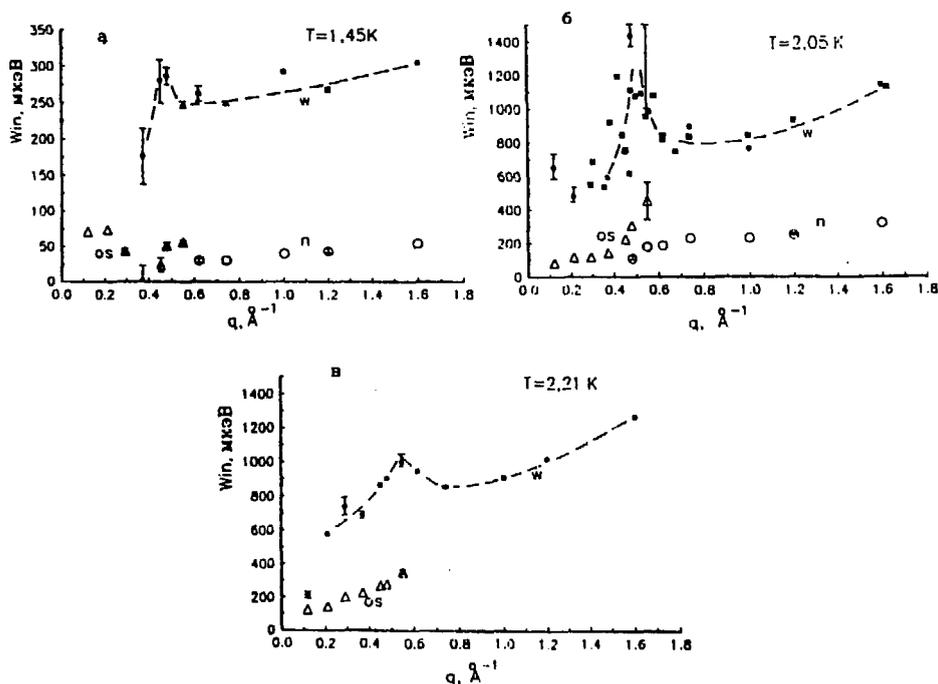


Рис.10. Зависимость ширин пиков от q при $T=1,45; 2,05; 2,21$ К для компонент: (n) - открытые кружочки, (w) - заполненные кружочки и (os) - треугольники. Квадратики - компонента (w), измеренная с $\Delta q \sim 0,02$ \AA^{-1}

(w) имеют также слабую зависимость ширины от q (рис.10в). Ширина узкой компоненты (os) резко возрастает в *переходной области* "Y", что свидетельствует о быстром затухании в относительно узком интервале волновых векторов. Ширина широкой компоненты (w) имеет сильную зависимость от q в *фононной области* спектра. В *переходной области*, как уже говорилось, эта компонента имеет, по-видимому, большие значения ширины и выделяется плохо (см. рис. 10).

Все компоненты рассеяния нейтронов в гелии-4 имеют достаточно сильную зависимость ширины от температуры (см. рис.11а и 11б).

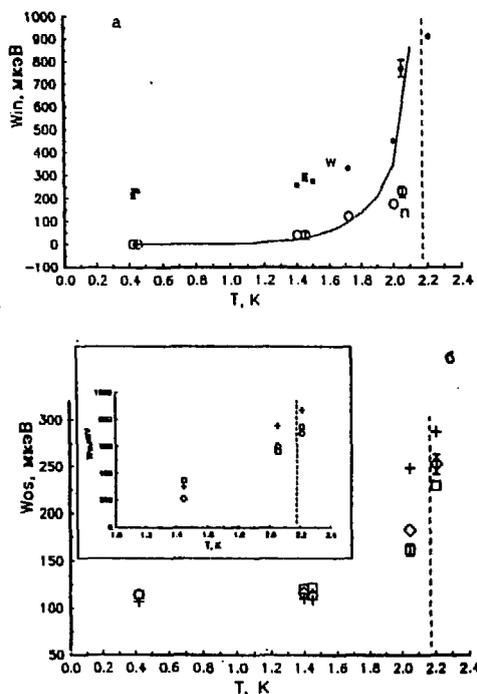


Рис.11. Зависимость ширины пиков от температуры. а) $q=1 \text{ \AA}^{-1}$. Компонента (n) - открытые кружочки, (w) - заполненные кружочки. Разрешение вычтено. б) Компонента (os) и во вставке компонента (w). $q=0,28 \text{ \AA}^{-1}$ - квадратики, $q=0,37 \text{ \AA}^{-1}$ - ромбики, $q=0,45 \text{ \AA}^{-1}$ - плюсики. Разрешение не вычтено

Подводя итоги анализа экспериментальных данных, можно обратить внимание, что имеется, по-видимому, *три* различных типа возбуждений в жидком гелии-4: (n), (os) и (w), которые проявляются по-разному в зависимости от температуры и волнового вектора. При этом можно выделить *две* характерные области значительной перестройки энергетических спектров возбуждений в жидком гелии.

Во-первых, сильные качественные и количественные изменения в характере рассеяния нейтронов в гелии происходят в очень узком интервале температур или фактически в точке сверхтекучего перехода T_λ .

Во-вторых, явные изменения в характере возбуждений как в сверхтекучем, так и в нормальном гелии происходят в узкой области волновых векторов $0,5-0,65 \text{ \AA}^{-1}$ при переходе от фононов к максонам.

Возможные причины обеих этих перестроек спектров будут обсуждены ниже.

4. Сопоставление полученных результатов с данными других авторов

4.1. Двухкомпонентная структура спектров рассеяния нейтронов в жидком гелии

На двухкомпонентный характер интенсивности неупругорассеянных нейтронов в сверхтекучем гелии в области максонов и ротонов было обращено внимание еще в 1978 году. Вудс и Свенссон [34] нашли, что их результаты для динамического структурного фактора $S(q, \varepsilon)$ хорошо описываются выражением

$$S(q, \varepsilon) = n_s S_s(q, \varepsilon) + n_n S_n(q, \varepsilon) \frac{1 - \exp(-\varepsilon / kT_1)}{1 - \exp(-\varepsilon / kT)} \quad (6)$$

где $n_s = \rho_s / \rho$, а $n_n = 1 - n_s$. Причем $S_n(q, \varepsilon)$ представляет собой интенсивность пика нормального He-I при $T_1 > T_\lambda$. Тепловой фактор заселенности близок к единице и существенен только при $\varepsilon < kT$. Свидетельством естественности такого предположения авторы расценили тот факт, что получаемая из эксперимента величина $S(q, \varepsilon) - \rho_n S_n(q, \varepsilon)$ при волновых векторах $q = (1,5-2) \text{ \AA}^{-1}$ вела себя при изменении температуры как $A\rho_s$ (где $A = \text{const}$). Выражение (6), по существу, предполагает, что нейтроны рассеиваются на нормальной и сверхтекучей компонентах независимо и порозному. Естественно, были предприняты попытки найти теоретическое обоснование такой картины рассеяния [35,36]. Однако эти попытки оказались неудачными, и до настоящего времени таких обоснований найти не удалось. Более того, именно работы [35,36] послужили основой формулировки концепции Гриффина-Глайда, о которой шла речь во введении. С другой стороны, справедливость так называемой декомпозиции Вудса-Свенссона (6) была сильно поколеблена в последних экспериментальных работах [24,27]. Оказалось, что более правильный учет многофононных вкладов в одночастичную интенсивность рассеяния нейтронов приводит к нарушению эмпирического правила декомпозиции (особенно заметно это проявляется при анализе экспериментов под давлением). Этот факт вообще поставил под сомнение идею разложения интенсивности рассеяния на две составляющие.

Недавно Глайд и Гриффин [25,26], анализируя экспериментальные данные по рассеянию нейтронов в гелии под давлением [27] в области максона и ротона, пришли к выводу, что структура соответствующих пиков рассеяния вблизи ротона фактически состоит из двух компонент. Однако развития картина не получила.

Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что в сверхтекучей фазе в фононной и максон-ротонной областях спектра, по-видимому, правильным является представление "острого" пика рассеяния нейтронов в виде суперпозиции двух компонент при исключении вклада многофононной части рассеяния. При этом такие

компоненты возникают в результате попыток найти наиболее адекватное математическое описание экспериментальных пиков.

4.2. Параметры спектра возбуждений в гелии

Прямое сопоставление наших экспериментальных результатов с данными других авторов вызывает определенные затруднения. Во-первых, в предыдущих работах острые пики рассеяния нейтронов в гелии, как правило, описывались как однокомпонентные структуры. Во-вторых, наиболее прецизионные измерения других авторов в последние годы выполнялись только для некоторых выбранных значений волнового вектора. Так, при давлении насыщенных паров это $q=0,4 \text{ \AA}^{-1}$ (фононы) и $q=1,92 \text{ \AA}^{-1}$ (ротоны) [24]. Наши данные по параметрам $\epsilon(q)$, например для $q=0,37 \text{ \AA}^{-1}$ (см. рис. 5), находятся в хорошем согласии с [24].

Разложение острого пика рассеяния нейтронов на несколько компонент с совершенно различными зависимостями $Z(T)$ является новым результатом настоящей работы, который не может быть сопоставлен с известным ранее поведением общей площади пика как функции температуры.

Сложно провести сопоставление данных и для собственных ширины компонент рассеяния. В наших данных ширина функции разрешения принималась равной экспериментальной ширине при $T=0,42 \text{ К}$. Наиболее точные результаты для собственных ширин были получены в экспериментах Мезен, Стирлинга [37]. Наши результаты при $T < 1,72 \text{ К}$ совпадают с данными этой работы.

4.3. Аномалия дисперсии фононной области спектра

Здесь мы коснемся вопроса, в свое время активно обсуждавшегося в научной литературе [38,39]. В работах [40,41] было обнаружено, что прецизионные измерения $\epsilon(q)$ на начальном участке кривой дисперсии свидетельствуют, что эта зависимость на некотором участке лежит выше прямой $\epsilon=cq$. Эти измерения относились к температурам 1,1-2,3 К. Такое явление, когда фазовая скорость возбуждений превышает величину скорости первого звука, получило название аномальной дисперсии. Согласно данным настоящей работы, показанным на рис.12

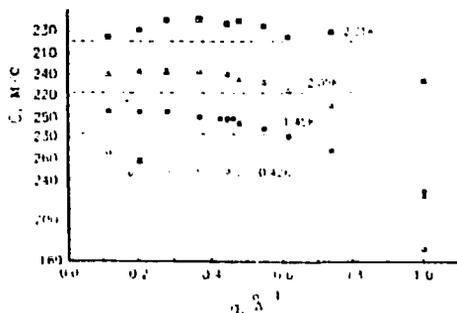


Рис.12. Скорости звука при четырех температурах для компонент $(os+n)$. Горизонтальные пунктирные линии показывают величины скорости первого звука

для разных температур и узкой компоненты (σ_s и n). аномальная дисперсия наблюдается при $T < T_\lambda$ при всех измеренных волновых векторах $0,08 < q < 0,65 \text{ \AA}^{-1}$. При $T > T_\lambda$ и $q < 0,3 \text{ \AA}^{-1}$ дисперсионная кривая приближается к прямой скорости первого звука, т. е. видна область перехода от первого звука к нулевому. Из рис. 12 также видно, и это важно здесь отметить, что дисперсионная кривая пересекает прямую скорости первого звука в области $q \sim (0,6-0,7) \text{ \AA}^{-1}$. С уменьшением температуры точка пересечения движется вниз по q . Врожде говоря, настоящие результаты вполне согласуются с данными наиболее точных предыдущих измерений [41].

5. Физические модели формирования спектра возбуждений в жидком гелии

Прямые теоретические количественные расчеты спектра элементарных возбуждений в жидком гелии-4 из первых принципов пока в значительной мере затруднены в виду отсутствия последовательной микроскопической теории жидкого He-4. Имеющиеся в этом направлении работы (см., например, [43]) трудно рассматривать как удовлетворительные, по крайней мере, с количественной точки зрения. Ниже мы рассмотрим полученные результаты с точки зрения нескольких физических моделей.

Начнем с концепции Гриффина-Глайда [25], фундаментальным положением которой является утверждение о том, что в сверхтекучей фазе гелия для динамической восприимчивости $\chi(q, \epsilon)$ помимо системы полюсов, характерных для нормальной фазы, появляется дополнительная система полюсов, связанная со спектром квазичастиц. Это означает, что в He-II в экспериментах по рассеянию нейтронов к ветвям энергетических возбуждений, присущих нормальной фазе, добавляются ветви, характерные только для сверхтекучей фазы.

Если проанализировать результаты настоящей работы, то можно утверждать, что с точки зрения этого концептуального положения качественно такая картина действительно наблюдается. В нормальной фазе жидкого He-4 видны две ветви возбуждений. Одна из них (w) наблюдается во всей изученной области волновых векторов q и характеризуется большой шириной пиков. Вторая ветвь (σ_s) хорошо видна при малых значениях q и быстро затухает при $q \sim (0,5-0,6) \text{ \AA}^{-1}$ (см. рис. 10). Обе указанные ветви характерны и для сверхтекучего гелия. Их законы дисперсии, поведение интенсивностей и ширин как функций q находятся в едином русле соответствующих зависимостей для нормальной фазы. Следует, однако, отметить, что интенсивность широкой компоненты (w) сильно зависит от температуры (рис.8) и поэтому при низких температурах ее вклад, особенно в области малых q , трудно выделить.

На фоне указанных выше двух компонент рассеяния нейтронов в сверхтекучей фазе появляется дополнительная ветвь, соответствующая узкой компоненте (n). Интенсивность этой компоненты, как видно из рис.8, сильно зависит от температуры и при низких T является фактически определяющей во всей картине рассеяния нейтронов в гелии. Узкая компонента (n) хорошо видна в максон-ротонной области

спектра вплоть до $q \sim 0,4 \text{ \AA}^{-1}$, где она сближается с компонентой (os) и при более низких q наблюдается вместе с компонентой (os).

Какой же физический смысл имеют все описанные ветви возбуждений? На этот счет можно высказать, по-видимому, несколько предположений.

Прежде всего отметим, что *узкая компонента* (os), характерная для области малых q как в нормальной, так и в сверхтекучей фазах жидкого He-4, скорее всего является ветвью коллективных возбуждений типа нулевого звука. Этот вопрос подробно обсужден в последние годы в целом ряде работ (см., например, [24]). Подобная ветвь характерна для всех без исключения жидкостей, включая гелий-3 и жидкие металлы. Скорость нулевого звука превышает скорость первого звука, и поэтому наблюдается положительная аномалия закона дисперсии (такая же аномалия видна и в гелии-3 [44]).

Кроме того, результаты настоящей работы показывают, что эта коллективная ветвь возбуждений (os) при достижении определенной величины волнового вектора $q \sim (0,4-0,65) \text{ \AA}^{-1}$ заметно уширяется и затухает. Отметим, что такое затухание нулевого звука характерно для всех ван-дер-ваальсовых жидкостей, в которых он не наблюдается при волновых векторах выше $(0,8-1,0) \text{ \AA}^{-1}$ как хорошо определенная мода.

Для обеих фаз жидкого гелия-4 характерна также *широкая компонента* (w). Природа широкой компоненты в настоящее время недостаточно ясна. Возможны различные трактовки ее физического смысла.

Так, следуя представлениям [26], эта мода рассеяния связана с рассеянием нейтронов на термически возбужденных квазичастицах. Для жидких ферми-систем теория таких возбуждений хорошо разработана (см., например, [14]) и использована для интерпретации данных по рассеянию нейтронов в жидком гелии-3 [44]. Некоторое обобщение на бозе-системы сделано в работах [35,36]. Физический смысл таких процессов заключается в передаче энергии рассеивающихся нейтронов уже имеющимся в системе термически возбужденным квазичастицам (фононам, максонам, ротонам). Энергетический спектр таких возбуждений принципиально отличается тем, что вместо линии кривой дисперсии в координатах $\epsilon-q$ имеет место широкая полоса или континуум, где каждому значению q соответствует определенный интервал ϵ . Таким образом, пики рассеяния нейтронов, связанные с этими возбуждениями, должны иметь большую ширину. В отличие от процессов рождения квазичастиц указанный механизм рассеяния всегда связан с флуктуациями плотности среды и согласно концепции Гриффина-Глайда наблюдается в обеих фазах гелия-4 при рассеянии нейтронов. Интенсивность возбуждений такого рода должна быстро уменьшаться при понижении температуры, поскольку значительно уменьшается число термически возбужденных квазичастиц в жидкости.

Узкая компонента (n), наблюдаемая только в сверхтекучей фазе гелия-4, однозначно может быть отнесена к канонизированной кривой дисперсии Ландау для элементарных возбуждений.

Помимо приведенной выше интерпретации широкой и узкой компонент возможна и другая интерпретация, основанная на сравнении дисперсионных кривых возбуждений в квантовых и классических жидкостях.

Эксперименты по рассеянию нейтронов в металлах, жидком водороде и других жидкостях в некотором интервале обратных импульсов дают дисперсионные кривые, подобные кривой Ландау в жидком гелии, но с гораздо большей шириной. Наличие таких ветвей может быть связано с квазикристаллической природой жидкостей относительно коротковолновых возбуждений с длинами волн порядка от межатомного расстояния до нескольких координационных сфер.

Жидкий гелий, являясь преимущественно квантовой жидкостью, сохраняет некоторые свойства классической жидкости. В простейшем подходе, основанном на вариационном принципе, фонон-ротонная дисперсионная кривая $\epsilon(q)$ связана со структурным фактором $S(q)$ соотношением

$$\epsilon(q) = \frac{\hbar^2 q^2}{2mS(q)}. \quad (7)$$

Известное рассуждение Фейнмана относительно тождественности частиц показывает, что при малых q и $T=0$ фононные возбуждения с волновой функцией

$$\Psi = \left[\sum_j \exp(iq r_j) \right] \Phi \quad (8)$$

являются единственно возможными возбуждениями жидкости. При конечных температурах и возрастании q до величины порядка обратного расстояния между частицами картина меняется. Малые колебательные движения атомов в гармонической волне и диффузионное движение отдельных атомов становятся одного порядка. Волновая функция вида (8) по-прежнему удовлетворяет вариационному принципу, но теперь ее единственность не может быть выведена из тех же соображений, что и при малых q . Поэтому мы можем (и должны) допустить существование волновых функций другого типа, отвечающих "нормальному" состоянию жидкости. Эти волновые функции должны отражать квазикристаллический характер движения атомов гелия и быть локализованы около медленно диффундирующих центров, движение которых описывается классическими переменными. Коллективные возбуждения этой "нормальной" компоненты соответствуют квазикристаллическим фононам в классических жидкостях. Большая ширина этих возбуждений связана с малостью числа квазикристаллических координационных сфер или малостью длины когерентности. Поэтому относительный вклад интенсивностей узкого и широкого пиков является еще одним экспериментально измеряемым параметром дальнего порядка, температурная зависимость которого качественно подобна традиционным параметрам порядка: плотности бозе-конденсата и плотности сверхтекучей компоненты.

Еще раз обратим внимание, что в *переходной γ -области* волновых векторов $0,4-0,65 \text{ \AA}^{-1}$ все компоненты рассеяния нейтронов имеют особенность. Нуль-звуковая ($0s$) мода здесь быстро затухает. Широкая компонента (w) имеет особенности в зависимостях $W_w(q)$ и $Z_w(q)$ (см. рисунки 6, 10). Узкая компонента (n) как бы сливается или переходит в компоненту ($0s$). В этой же области q исчезает аномалия кривой дисперсии, т. е. эта кривая пересекает линию скорости звука.

Обе предложенные выше интерпретации многокомпонентной структуры спектра не объясняют указанных особенностей. Можно только отметить, что

интерпретация широкой компоненты как спектра "нормальных" фононов, связанная с квазикристалличностью жидкости, предсказывает уширение пиков при уменьшении q . Однако последующее сужение пиков в фононной области спектра остается непонятным. Представляется, что здесь следует обратить внимание на работу Иорданского, Питаевского [39], в которой указано, что в точке пересечения кривой дисперсии фононов с линией первого звука должно наблюдаться резкое изменение ширины фононов, связанное с возрастанием вероятности их распада. Ясно, что объяснение природы перестройки спектра возбуждений в области перехода от фононов к максонам требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Поскольку лишь узкая компонента (n) отражает спектр квазичастиц, то только параметры этой компоненты имеет смысл сравнивать с предсказанными свойствами элементарных возбуждений в сверхтекучем He-4. Это касается, в первую очередь, ширины пика возбуждений. Количественная формула для ширины ротонов была получена Ландау, Халатниковым [47]

$$W(T) = 94\sqrt{T} \exp(-\Delta / kT) . \quad (9)$$

Пользуясь относительной слабостью зависимости $W_n(q)$ (см. рис.10), мы можем привести сопоставление полученных нами результатов с формулой (9), например, для $q \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$, т. е. в максоне (см. рис.11а). Как видно, согласие можно считать удовлетворительным при низких температурах, вблизи же λ -точки соотношение (9) дает большую величину.

Отметим, что наиболее точные результаты по измерению ширины одночастичных пиков при низких температурах с помощью нейтронов были получены Мезеи и Стирлингом [37] на спин-эхо спектрометре в ИЛЛ (Гренобль) и они прекрасно совпали с формулой (9).

Вопрос о количестве бозе-конденсата в сверхтекучем гелии-II обсуждается начиная с работ Лондона [48], Боголюбова [2] и Беляева [15] и по настоящее время. Согласно работам [2,15,25] "острый пик" (в нашем понимании это компонента (n)) в максон-ротонной области спектра связан с элементарными возбуждениями в жидком гелии и его интенсивность определяется величиной плотности бозе-конденсата (n_0). Согласно [26]

$$Z_n(T) \sim n_0(T) . \quad (10)$$

Хотя вопрос о температурной зависимости плотности бозе-конденсата однозначно еще не решен [46], однако качественно соотношение (10), очевидно, выполняется для наблюдаемой нами компоненты (n). Так же, как и плотность бозе-конденсата, она отсутствует в нормальной фазе, появляется только ниже λ -точки и резко возрастает с понижением температуры. На рис. 13 показана температурная зависимость относительной плотности бозе-конденсата, полученная в работе [49], которая сравнивается с зависимостью $Z_n(T)$, полученной в настоящей работе. Для нормировки данных выбран интервал температур 0,4-0,5 К. Данные достаточно логично совпали.

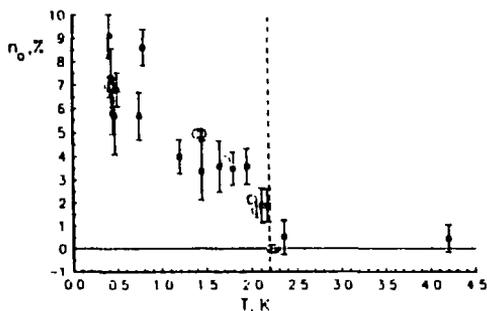


Рис.13. Оценка относительной плотности бозе-конденсата. Плюсики - данные из [49], открытые кружочки - результаты данной работы, нормированные в интервале температур (0,4-0,5) К

6. Заключение

Современные технические возможности измерительного комплекса в ОИЯИ (Дубна) позволили приступить к детальному изучению формы одночастичных пиков неупругого рассеяния нейтронов в жидком гелии-4 в области спектра элементарных возбуждений при максимальном устранении влияния многофононных процессов. Результаты настоящей работы свидетельствуют о том, что форма пиков рассеяния нейтронов не может быть описана достаточно адекватным образом одной простой функцией типа гауссиана, лоренциана или их сверток с гауссианом. Выбранная нами модель аппроксимации в виде суперпозиции нескольких функций (G+G или LG+LG), возможно, не является полностью адекватной истинной форме пика, но позволяет проследить за эволюцией формы в зависимости от температуры и волнового вектора.

Очевидно, что принципиальные изменения формы пика происходят при переходе из нормального в сверхтекучее состояние гелия. В нормальной фазе сложная структура пика, состоящая из двух компонент (ω_s и ω), наблюдается только в фононной части спектра. В сверхтекучей фазе эта картина усложняется появлением третьей компоненты (n), существующей при всех волновых векторах.

В целом вся картина укладывается в представлении концепции Гриффина-Глайда. Узкую компоненту (n), характерную только для сверхтекучей фазы, естественно идентифицировать как спектр элементарных возбуждений-квазичастиц. Узкую компоненту в фононной части спектра в нормальной фазе гелия-4 (ω_s) можно рассматривать как коллективную моду нулевого звука, а в сверхтекучей фазе — как возможную суперпозицию этой моды с фононной частью спектра квазичастиц. Широкая компонента (ω), наблюдаемая в обеих фазах гелия-4, может рассматриваться как рассеяние нейтронов на коллективных возбуждениях типа фононов, наблюдаемых в классических жидкостях, или как рассеяние на существующих в жидкости при температурах, отличных от нуля, квазичастицах.

Прямое экспериментальное выделение указанных трех компонент, в принципе, позволяет разделять изучать их особенности и характер в жидком гелии-4.

Изучение каждой из этих компонент и их взаимодействия между собой, особенно в переходной области между фононами и максонами, будет нами продолжено.

Представляется важной возникающая возможность независимого метода определения величины плотности бозе-конденсата в гелии-4, исходя из анализа интенсивности квазичастичной компоненты в сверхтекучей фазе.

Согласно концепции Гриффина-Глайда, благодаря гибридизации спектра флуктуаций плотности и квазичастичного спектра через бозе-конденсат, все полюса функции динамической восприимчивости становятся и полюсами одночастичной функции Грина жидкого гелия. Поэтому все наблюдаемые в эксперименте в сверхтекучей фазе ветви рассеяния нейтронов должны войти в систему энергетических возбуждений в гелии и учитываться при расчете термодинамических свойств жидкого гелия. Это особенно важно для достаточно высоких температур.

Следует отметить, что в данной публикации не рассматривается та часть экспериментальных данных, которая относится к области многочастичных возбуждений и нагрева нейтронов.

Мы благодарны В.Л.Аксенову, Л.П.Питаевскому, Ю.М.Полуэктову за полезные обсуждения результатов нашей работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (93-02-2728).

Литература

1. Л.Д.Ландау. Теория сверхтекучести гелия II. ЖЭТФ **11**, 592 (1941).
2. Н.Н.Боголюбов. Изв.АН СССР, сер.физ. **11**, 77 (1947).
3. Л.Д.Ландау. К теории сверхтекучести гелия II. J.Phys.USSR **11**, 91 (1947).
4. R.P.Feynman., Phys.Rev. **94**, 262 (1954).
5. Л.П.Питаевский. ЖЭТФ **31**, 536 (1956).
6. D.Henshaw, A.D.B.Woods, Phys. Rev. **121**, 1266 (1961).
7. R.A.Cowley, A.D.B.Woods, Can. J. of Physics **49**, 177 (1971).
8. J.A.Tazvin, L.Passell, Phys. Rev. **19B**, No.3, 1458 (1979).
9. O.W.Dietrich, E.H.Graf, C.H.Huang, L.Passell, Phys. Rev. **5A**, 1377 (1972).
10. F.Mezei, Phys. Rev. Lett. **44**, No.24, 1601 (1980).
11. A.D.B.Woods, E.C.Svensson, P.Martel, Phys. Lett. **57A**, No.5, 439 (1976).
12. W.G.Stirling, R.Scherm, P.A.Hilton, R.A.Cowley, J.Phys. C: Solid State Phys., **9**, 1643 (1976).
13. K.Carneiro, M.Nielsen, J.O.McTague, Phys.Rev.Lett. **30**, 481(1973).
14. Д.Пайнс, Ф.Нозьер. Теория квантовых жидкостей. Изд. МИР. Москва, 1967.
15. С.Т.Беляев, ЖЭТФ **34**, 417 (1958) и ЖЭТФ **34**, 433 (1958).
16. N.Hogenholtz, D.Pines, Phys. Rev. **116**, 489 (1959).
17. J.Gavoret, P.Nozieres, Ann. Phys. (N.Y.), **28**, 349 (1964).
18. P.C.Hohenberg, P.C.Martin, Ann. Phys. (N.Y.), **34**, 291 (1965).
19. P.Szepfaluzy, I.Kondor, Ann. Phys. (N.Y.), **62**, 1 (1974).
20. A.Griffin, T.H.Cheung, Phys. Rev. A **7**, No.6, 2086 (1973).

21. S.K.Ma, C.W.Woo, Phys. Rev. **159**, 165 (1967).
22. S.K.Ma, H.Gould, V.K.Wong, Phys. Rev. A **3**, 1453 (1971).
23. A.Griffin, Can.J.of Phys. **65**, No.11, 1357 (1987).
24. W.G.Stirling, H.R.Glyde, Phys. Rev. B **41**, 4224 (1990).
25. H.R.Glyde, A.Griffin, Phys. Rev. Lett. **65**, 1454 (1990).
26. H.R.Glyde, Phys. Rev. B **45**, 7321 (1992).
27. E.F.Talbot, H.R.Glyde, W.G.Stirling, E.C.Svensson, Phys. Rev. B **38**, 11229 (1988).
28. Н.М.Благовещенский, И.В.Богоявленский, Л.В.Карнацевич, Ж.А.Козлов, В.Г.Колобродов, А.В.Пучков, А.Н.Скоморохов. Письма в ЖЭТФ, **57**, вып.7, 414 (1993) или JETP Lett., **57**, No.7, 428 (1993).
29. А.В.Абрамов и др. Атомная энергия, т.**66**, вып.5, 316 (1989).
30. I.V.Bogoyavlenskii, Yu.Yu.Milenko, L.V.Karnatsevich et al. Cryogenics **3**, 498 (1983).
31. E.Monousakis, V.R.Pandharipande, Phys. Rev. B **33**, 150 (1986).
32. K.H.Andersen, W.G.Stirling, R.Scherm et al., Physica B **180/181**, 851 (1992).
33. W.G.Stirling, Annal Report ILL. Grenoble, France, P245.
34. A.D.B.Woods, E.C.Svensson, Phys. Rev. Lett., **41**, No.14, 974 (1978).
35. A.Griffin, E.F.Talbot, Phys. Rev. B **24**, 5075 (1981).
36. E.F.Talbot, A.Griffin, Phys. Rev., B **29**, 2531 (1984).
37. F.Mezei, W.G.Stirling, 75-th Jubilee Conf. on Helium-4. J.G.M. Armitage ed.(World Scientific, Singapur 1983) p.111.
38. E.C.Svensson, V.F.Sears, Physica **137 B**, 126 (1986).
39. С.В.Иорданский, Л.П.Питаевский, ЖЭТФ **76**, вып.2, 769 (1979).
40. E.C.Svensson, P.Martel, A.D.B.Woods, Phys. Lett., **57 A**, No.5, 439 (1976).
41. W.G.Stirling, 75-th Jubilee Conf. on Helium-4. J.G.M. Armitage ed.(World Scientific, Singapur 1983) p.109.
42. Б.Н.Есельсон, В.Н.Григорьев, В.Г.Иванцов, Э.Я.Рудаевский. Свойства жидкого и твердого гелия. Изд. стандартов. Москва. 1978 г.
43. И.А.Вакарчук, Препринт НТФ-91-44Р, Львов, 1991.
44. R.Scherm, K.Guckelsberger, B.Fak, K.Skold, A.J.Dianoux, H.Godfrin, W.G.Stirling, Phys. Rev. Lett. **59**, 217 (1987).
45. И.В.Богоявленский, Л.В.Карнацевич, Ж.А.Козлов, А.В.Пучков, ФНТ **16**, N.2, 140 (1990).
46. P.E.Sokol, T.R.Sosnik, W.M.Snow, p.1-19 (Plenum, New York, 1989).
47. Л.Д.Ландау, И.М.Халатников, ЖЭТФ. **19**, 637 (1949).
48. F.London, Nature **141**, 643 (1938).
49. I.V.Bogoyavlenskii, L.V.Karnatsevich, Zh.A.Kozlov, A.V.Puchkov, Physica B **176**, 151 (1992).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1994 года.