

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С342Г2
К-592

17/11-73

P3 - 7519

4528/2-73

Ж.А.Козлов, В.А.Парфенов, Б.Сиджимов

СПЕКТР ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
И БОЗЕ-КОНДЕНСАТ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

РЗ - 7519

Ж.А.Козлов, В.А.Парфенов, Б.Сиджимов

СПЕКТР ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
И БОЗЕ-КОНДЕНСАТ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

Направлено в ЖЭТО

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Впервые гипотеза о существовании фононной и ротонной областей в спектре элементарных возбуждений жидкого гелия была высказана Л.Д.Ландау^{/1/} и экспериментально подтверждена²⁻⁵ методом неупругого рассеяния медленных нейтронов, предложенным Фейнманом и Козном^{/6/}. Свойства спектра одночастичных возбуждений вблизи точки окончания спектра теоретически рассмотрены Л.П.Питаевским^{/7/}. Дитрих и др.^{/8/} исследовали область вблизи ротонного минимума, где изучали симметрию дисперсионной кривой относительно минимума, а также поведение ротонных возбуждений с температурой и давлением. В последнее время Вудсом и др. получены интересные результаты о деформации спектра однофононных возбуждений жидкого гелия под давлением. В этих экспериментах обнаружены определенные зависимости от давления в интенсивностях однофононного и высокоэнергетического рассеяний.

Существование двухротонного связанного состояния, предсказанное Л.П.Питаевским^{/9/}, Рувальдсом и Завдовским^{/10/} и Ивамото^{/11/}, в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов пока установить не удалось. В то же время с помощью рамановского рассеяния света Грейтак, Ян и др.^{/12/} получили результат, указывающий на существование при $q \neq 0$ двухротонного связанного состояния с энергией связи $0,37 \pm 0,10$ °К. Большие технические трудности в нейтронных экспериментах с малыми передачами импульса пока ограничивают возможности продвижения в область $q < 0,2 \text{ \AA}^{-1}$.

В работах^{/13,14/} было предложено использовать неупругое рассеяние нейтронов для определения распределения атомов по импульсам в сверхтекучем гелии, что

дало бы ответ на вопрос как о существовании, так и о количестве бозе-конденсата. К настоящему времени в нескольких экспериментальных работах /15-17/ проведены оценки бозе-конденсата. Эти оценки колеблются в пределах 0,01 - 0,17.

Нам представлялось интересным поставить эксперимент для проверки предсказаний Л.П.Питаевского, уточнения окончания спектра однофононных возбуждений, измерения ширины однофононного пика и для рассмотрения рассеяния при больших передачах импульса. В данной работе обсуждаются экспериментальные результаты по неупругому рассеянию нейтронов жидким гелием при температурах 1,2 и 4,2 ° К, полученные на реакторе ИБР-30 с использованием спектрометра ДИН-1М /18/. Измерения проводились в области передач импульса /1,2-35/ Å⁻¹ и передач энергии /0,3 - 1000/ мэВ. Экспериментальные работы были начаты в 1968 г на реакторе ИБР-1.

Измерения, направленные на поиски бозе-конденсата, предварительно подтвердили его качественное существование, однако для количественной оценки эксперименты предполагается продолжить.

Описание установки

Все измерения были проведены на спектрометре по времени пролета ДИН-1М, схематично показанном на рис. 1. Монохроматический пучок нейтронов, сформированный из вспышки импульсного реактора механическим прерывателем /3/ по времени пролета первой базы S_1 , падает на образец /О/ и после рассеяния регистрируется по времени пролета базы S_2 семью секциями гелиевых счетчиков /Д/. Углы рассеяния (ϕ) составляли 45,16°; 57,67°; 71,00°; 83,80°; 96,54°; 109,48°; 122,62°. Неопределенность угла рассеяния ($\Delta\phi/\phi$) составляла 0,0186 для наименьшего угла и постепенно уменьшалась до 0,0038 для наибольшего. Измерения проводились для 14 энергий падающих нейтронов в пределах $E_0 = /6,69 - 1008/$ мэВ. Разрешающая способность спектрометра определялась с помощью ванадиевого образца и на детек-

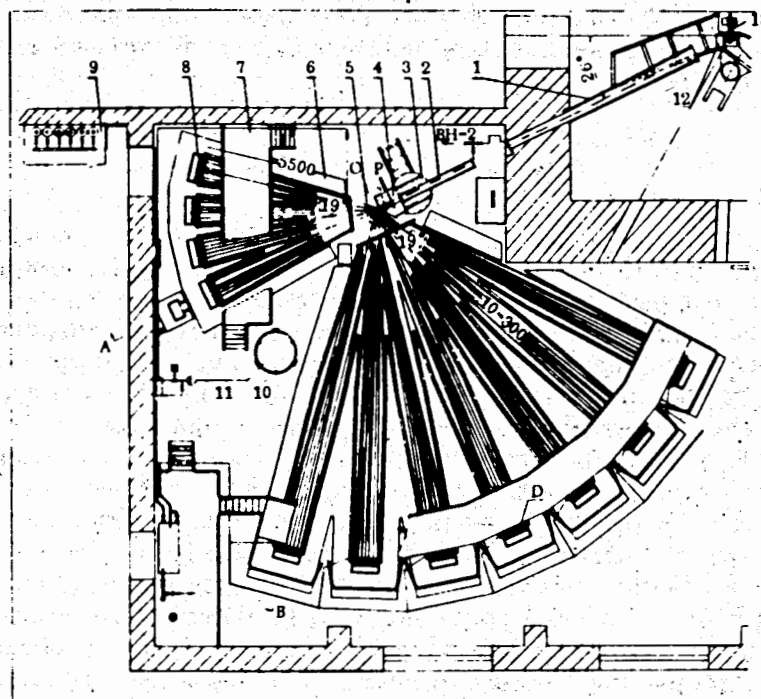


Рис. 1. Схема спектрометра ДИН-1М. 1,2 - вакуумный нейтронный трубопровод, 3 - механический прерыватель, 4 - монитор, 5 - нейтронный трубопровод, заполненный аргоном, 12 - замедлитель в активной зоне, О - гелиевый криостат, Д - гелиевые детекторы.

торе составляла $\Delta E/E_0 = /0,04 - 0,05/$ для $q \leq 4 \text{ \AA}^{-1}$. При энергиях падающих нейтронов 201,549, 1008 мэВ измерения проводились с разрешающей способностью /0,07 - 0,22/.

Жидкий гелий, используемый в качестве образца, находился в криостате. Температура 1,2 ° К достигалась откачкой паров над жидкостью и поддерживалась с точностью $\pm 0,02$ ° К. В качестве монитора использовалась камера деления с эффективностью $3 \cdot 10^{-7}$, которая перекрывала все окно механического прерывателя.

Сбор информации с детекторов и монитора проводился временным анализатором, связанным через систему связи с БЭСМ-4.

Экспериментальные результаты

1. В области передач импульса $q \leq 4 \text{ \AA}^{-1}$ в спектре неупругого рассеяния нейтронов наблюдаются два максимума. Первый с меньшей передачей энергии можно приписать однофононным возбуждениям, а второй, высокоэнергетический, по-видимому, объясняется многофононным рассеянием. На рис. 2 показаны типичные спектры рассеянных нейтронов жидким гелием при температуре $1,2^\circ \text{ K}$ для семи углов рассеяния. Энергия падающих нейтронов равна $6,69 \text{ мэВ}$. Пунктирной линией указан уровень фона, связанный с рассеянием нейтронов на конструктивных материалах и в воздухе. На рисунке показана статистическая ошибка. Разрешающая способность представлена в виде треугольника. Вертикальными линиями выделена область упругого рассеяния от конструктивных материалов. Подъем в конце спектра выше 190 канала объясняется сателитными быстрыми нейтронами реактора.

В спектре неупруго рассеянных нейтронов при температуре жидкого гелия $4,2^\circ \text{ K}$ пик однофононного рассеяния не наблюдается, а высокоэнергетический пик становится несколько шире, и его высота уменьшается.

Энергия и импульс возбуждений определялись из законов сохранения энергии и импульса при когерентном рассеянии нейтронов жидкостью

$$\begin{aligned} E_0 - E &= \Delta E, \\ \vec{k}_0 - \vec{k} &= \vec{q}, \end{aligned}$$

где E - энергия рассеянных нейтронов, \vec{k}_0, \vec{k} - волновые векторы падающих и рассеянных нейтронов соответственно.

Дисперсионная кривая, связывающая энергию возбуждений с импульсом, определялась как

$$\epsilon = \Delta E(q).$$

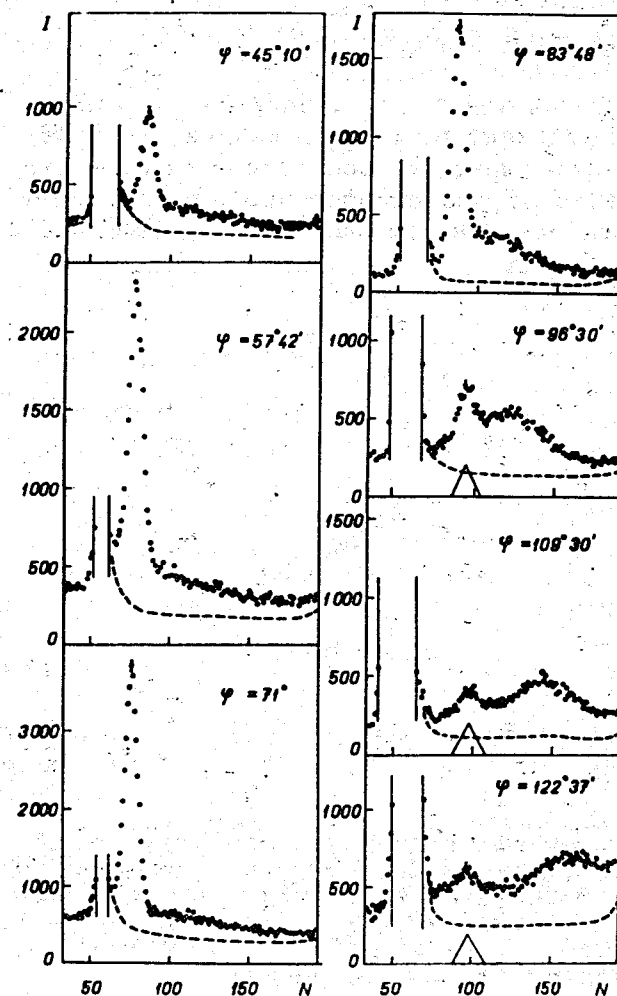


Рис. 2. Экспериментальные спектры рассеянных нейтронов жидким гелием при температуре $1,2^\circ \text{ K}$ для семи углов рассеяния. Энергия падающих нейтронов $6,69 \text{ мэВ}$. Пунктирной линией обозначен уровень фона. Вертикальными линиями выделена область упругого рассеяния от конструктивных материалов.

Значение q вычислялось по формуле:

$$q = 0,694 (2E_0 - \Delta E - 2\sqrt{E_0(E_0 - \Delta E)} \cos \phi)^{1/2}, \quad /1/$$

где q берется в \AA^{-1} , а энергия - в мэВ.

Так как q зависит от номера канала, импульсу фонона приписывалось значение, соответствующее центру пика.

Положение центра однофононного пика в зависимости от импульса показано на рис. 3. Сплошной линией пред-

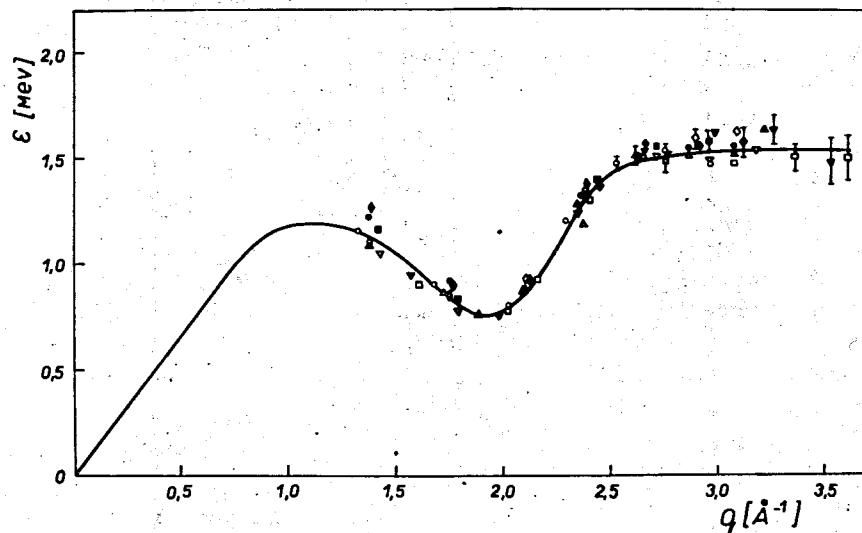


Рис. 3. Спектр элементарных возбуждений в жидком гелии при температуре 1,2° К. Энергии падающих нейтронов \circ - 6,69 мэВ, Δ - 7,12 мэВ, \bullet - 7,21 мэВ, ϕ - 7,28 мэВ, \blacklozenge - 7,36 мэВ, ∇ - 7,56 мэВ, \blacksquare - 7,56 мэВ, \blacktriangledown - 9,09 мэВ, \square - 9,51 мэВ, \blacktriangle - 12,94 мэВ. Сплошной линией показаны результаты работы /5/.

ставлены результаты работы /5/. Разброс точек, а также относительно большие ошибки в области $q > 2,5 \text{\AA}^{-1}$ объясняются сложностью определения центра пика. В этой области интенсивность однофононного пика быстро уменьшается и, кроме того, пик расположен на склоне высокоэнергетического пика, интенсивность которого растет

с увеличением q , а ширина изменяется ложным образом. К сожалению, в настоящее время нет теории, описывающей форму высокоэнергетического пика при изменении q , и это усложняет выделение однофононного пика. На рис. 4

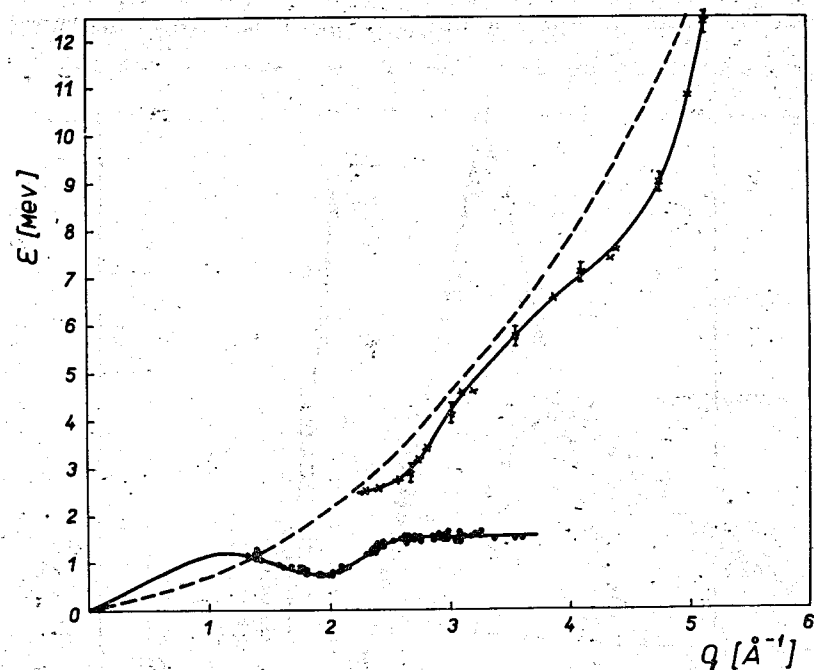


Рис. 4. Положение центра высокоэнергетического пика в зависимости от q при температуре жидкого гелия 1,2° К. Пунктиром показана зависимость $\epsilon = \frac{\hbar^2 q^2}{2M}$.

показано изменение положения центра высокоэнергетического пика от q при температуре 1,2° К. При $q = 2,5 \text{\AA}^{-1}$ и $4,5 \text{\AA}^{-1}$ наблюдаются заметные отклонения от рассеяния на свободном атоме, обозначенного на рисунке пунктирной линией. Положение центра высокоэнергетического пика при рассеянии нейтронов в гелии при температуре 4,2° К в пределах ошибок остается таким же, как и при 1,2° К.

Поиски новых ветвей возбуждений в сверхтекучем гелии в области $q=(1,3 \div 4) \text{ \AA}^{-1}$ и $\epsilon \approx 1,5 \text{ мэВ}$, предсказанных Л.П.Питаевским ^{/9/}, не дали положительных результатов при использовании имеющихся в нашем распоряжении экспериментальных возможностей.

2. На рис. 5 приведены результаты, показывающие

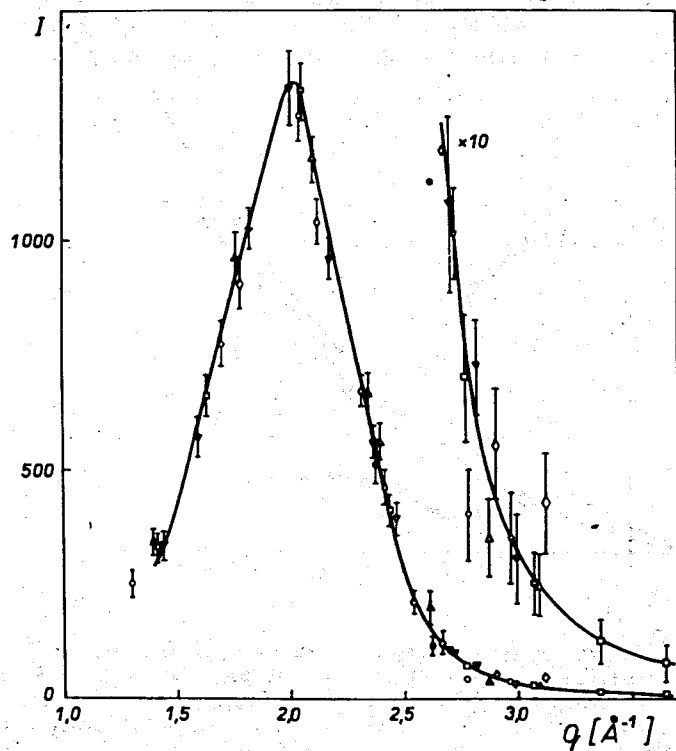


Рис. 5. Вклад интенсивности однофононного рассеяния в структурный фактор $S(q)$. Обозначения точек соответствуют рис. 3.

изменение интенсивности однофононного пика в зависимости от q . По оси ординат откладывается величина, пропорциональная площади пика однофононного рассеяния, умноженной на фактор k_0/k . Из рисунка видно, что ин-

тенсивность однофононного рассеяния наблюдается практически до $q \approx 4 \text{ \AA}^{-1}$.

3. Большой неожиданностью для авторов было появление при различных энергиях падающих нейтронов во всех спектрах в области $q \approx (2,7-4) \text{ \AA}^{-1}$ пика с меньшей передачей энергии, чем однофононный пик. Один из таких спектров приведен на рис. 6. При переходе к температуре

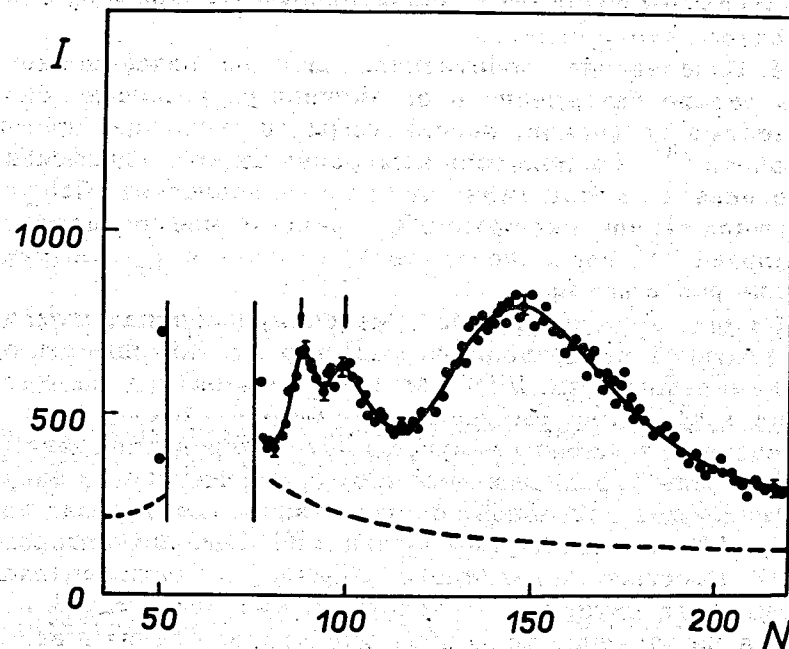


Рис. 6. Спектр рассеянных жидким гелием нейтронов при температуре $1,2^\circ \text{K}$ при энергии падающих нейтронов $7,28 \text{ мэВ}$ и при угле рассеяния $109,48^\circ$. Фон обозначен пунктирной линией.

жидкого гелия $4,2^\circ \text{K}$ этот пик исчезал, а при возвращении в сверхтекучее состояние снова появлялся. Если бы можно было этому пику приписать энергию и импульс, подобно фононному пику, энергия в пределах $q=(2,7-4) \text{ \AA}^{-1}$ была бы равна $/1,10 \pm 0,05/ \text{ мэВ}$. Интенсивность пика

при увеличении q , начиная с $2,7 \text{ \AA}^{-1}$, растет, затем проходит через максимум и при приближении к $q=4 \text{ \AA}^{-1}$ пик исчезает. Для выяснения природы этого пика вся внутренняя поверхность кристата, за исключением двух окошек для падающих и рассеянных в направлении двух детекторов нейтронов, была покрыта кадмием толщиной $0,3 \text{ мм}$. В этом случае пик не наблюдался. Мы надеемся в дальнейшем провести дополнительные эксперименты для выяснения этого явления.

4. Определение собственной ширины однофононного пика сильно затруднено и ограничено разрешающей способностью установок, используемых в настоящее время. В работе ^{/8/} проводились измерения ширины однофононного пика в жидком гелии при разных давлениях. Наблюдавшийся скачок ширины при q_c невозможно согласовать с теорией ^{/7/}, согласно которой, начиная с q_c , ширина должна расти как $(q - q_c)^3$.

На рис. 7 представлены изменения ширины на половине высоты пика однофононного рассеяния в зависимости от q , измеренные на ДИН-1М при температуре жидкого гелия $1,2^\circ \text{ К}$. Для уменьшения ошибок измерений экспериментальные ширины получены путем усреднения данных по участкам с равными импульсами для различных энергий падающих нейтронов. Всего в эксперименте было получено 52 значения ширины. Функция разрешения, измеренная с помощью ванадиевого образца, пересчитывалась для области неупругого рассеяния. Вводилась также поправка на различные формы образцов жидкого гелия и ванадия. Как видно из рисунка, ширина однофононного пика до $q = 2,1 \text{ \AA}^{-1}$ остается в пределах ошибок постоянной, а выше быстро увеличивается. Сравнение с зависимостью $(q - q_c)^3$ показало, что наилучшее согласие достигается при $q_c = 2,1 \text{ \AA}^{-1}$ с коэффициентом пропорциональности $A = 0,4 \text{ мэВ \AA}^3$. Результаты измерений ширины однофононного пика в жидком гелии при давлении 1 ат из работы ^{/8/} на рис. 7 показаны пунктиром.

5. Рассеяние нейтронов при больших передачах импульса и энергии должно быть подобно рассеянию на свободных атомах. В спектре рассеяния жидким гелием при $q \geq 4 \text{ \AA}^{-1}$ наблюдается максимум, центр которого должен

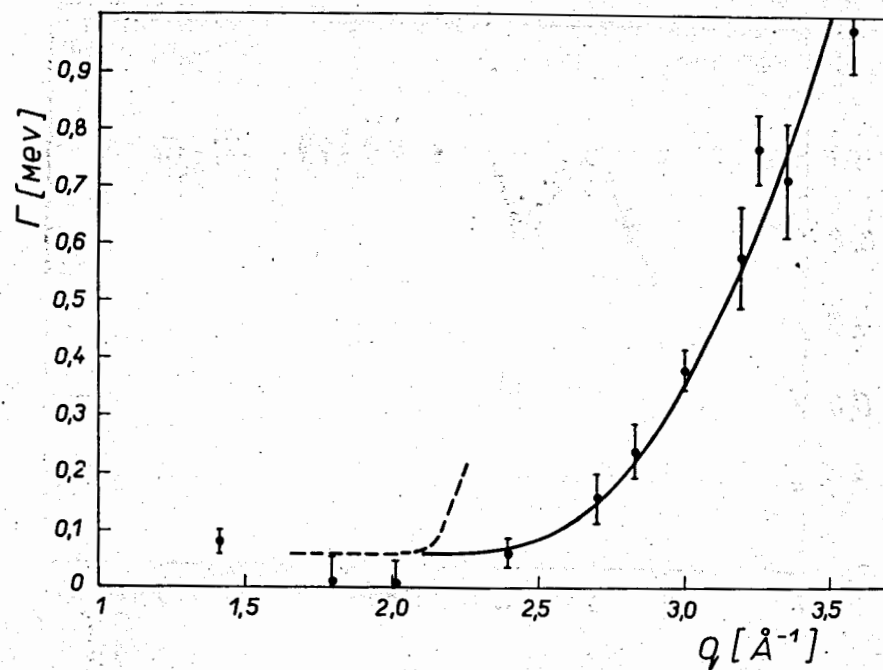


Рис. 7. Зависимость ширины на половине высоты однофононного пика от q при температуре жидкого гелия $1,2^\circ \text{ К}$. Сплошной линией показана кривая $\Gamma(q) = A(q - q_c)^3$ для $A = 0,4 \text{ мэВ \AA}^3$ и $q_c = 2,1 \text{ \AA}^{-1}$. Пунктиром показаны результаты работы ^{/8/}.

находиться при $\epsilon = h^2 q^2 / 2M$. На рис. 8 представлена зависимость величины η от q , где

$$\eta = \frac{\text{энергия центра пика}}{\frac{h^2 q^2}{2M}}$$

Измерения были проведены для передач импульса до 33 \AA^{-1} . Из рисунка видно, что величина η при $q \approx 3,2 \text{ \AA}^{-1}$ проходит через максимум, затем уменьшается до $0,8$ при $q \approx 4,5 \text{ \AA}^{-1}$, а начиная с $q \approx (6 \div 7) \text{ \AA}^{-1}$, с точностью $\pm 3-5\%$ приближается к единице. На этом же рисунке для сравнения приведена кривая из работы ^{/5/}.

6. Ширина высокоэнергетического пика представлена на рис. 9 в зависимости от q . Температура жидкого

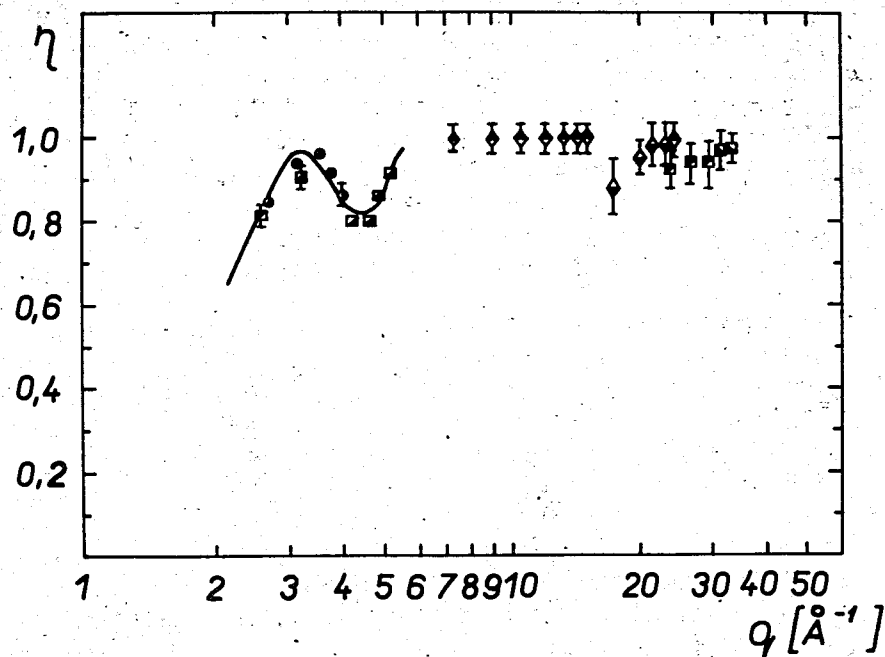


Рис. 8. Зависимость η от q при температуре жидкого гелия $1,2^\circ \text{K}$. Энергии падающих нейтронов: \circ - 16,8 мэВ, \square - 24,4 мэВ, \blacklozenge - 201 мэВ, \blacktriangle - 549 мэВ, \blacksquare - 1008 мэВ. Сплошной линией показаны результаты работы /5/.

гелия $1,2^\circ \text{K}$. Так как наши спектры были получены при постоянном угле рассеяния, то ширина пика из эксперимента исправлялась на градиенты кривых дисперсии $\epsilon(q)$ и закона сохранения энергии и импульса /1/. Относительно большие ошибки, показанные на рисунке, в основном объясняются неточностью в определении функции разрешения в области неупругого рассеяния. На этом же рисунке пунктирной линией и крестиками приведены результаты работы /5/.

Из доплеровского уширения высокоэнергетического пика при больших передачах импульса можно оценить среднюю кинетическую энергию (E_k), приходящуюся на один атом при температуре образца $1,2^\circ \text{K}$. Величина

E_k из измерений при $q = 14 \text{ \AA}^{-1}$ получилась равной $14,2 \pm 0,5 / ^\circ \text{K}$, что находится в хорошем согласии с работами /19,20/.

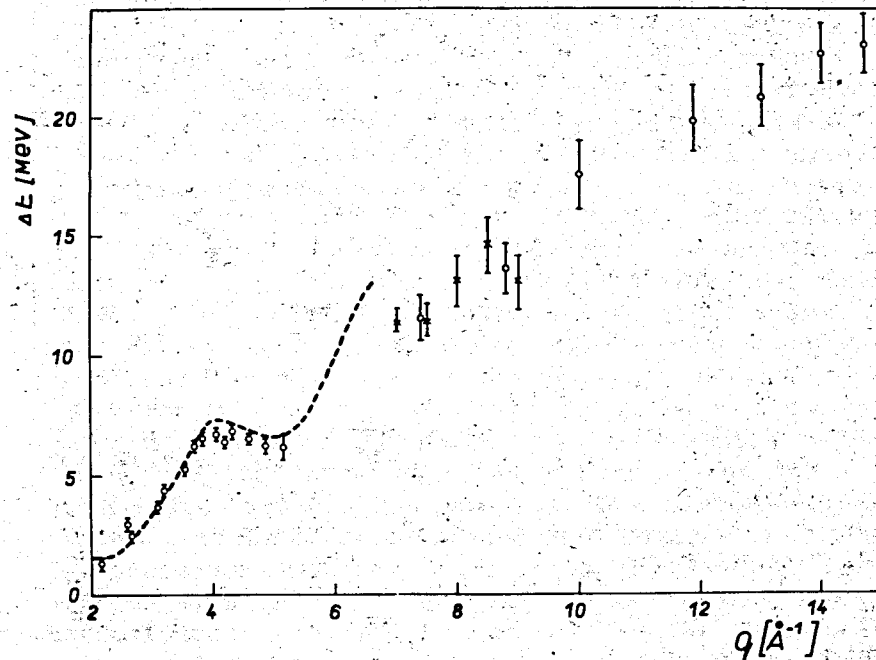


Рис. 9. Ширина на полувысоте высокоэнергетического пика в зависимости от q . Пунктиром и крестиками показаны результаты работы /5/.

В заключение следует отметить, что анализ полученных в настоящей работе и работах других лабораторий результатов позволяет сделать вывод об актуальности дальнейших исследований как элементарных возбуждений, так и бозе-конденсата в гелии-4. Большой интерес представляют измерения в областях $q > 2,5 \text{ \AA}^{-1}$ и $q < 0,5 \text{ \AA}^{-1}$ для исследования поведения элементарных возбуждений и возможных новых ветвей. Эти измерения до настоящего времени были затруднены малой интенсивностью одно-

фононного рассеяния при $q > 2,5 \text{ \AA}^{-1}$ и техническими трудностями в области $q \rightarrow 0$.

Необходимо дальнейшее улучшение разрешения примерно на порядок для повышения точности измерения времени жизни элементарных возбуждений.

Для дальнейшего исследования бозе-конденсата также потребуется улучшить разрешение. При этом необходимо обратить внимание на следующее обстоятельство. Проведенные в настоящей работе и работах других авторов измерения при соотношении ширины функции разрешения к ширине многофононного распределения, равном $\approx 0,2$, не позволили обнаружить достоверно бозе-конденсат. Этот результат указывает, по-видимому, на то, что роль взаимодействия частиц может быть заметной, а следовательно, может быть заметным уширение аппаратурой спектральной линии. Поэтому в дальнейших измерениях основное внимание должно быть уделено не только улучшению разрешения, но и повышению точности измерения, а также поиску процедуры определения бозе-конденсата из суммарного эффекта. При определении оптимальной начальной энергии нейтронов необходимо учесть, что ширина аппаратурной линии $\sim E_0^{3/2}$, а ширина многофононного распределения $\sim E_0^{1/2}$. Отсюда можно оценить область начальных энергий $0,1 < E_0 < 1$ эВ, что удовлетворяет также требованию малости энергетической щели по сравнению с E_0 .

Данная работа была начата по предложению **Ф.Л.Шапиро**. В ходе эксперимента и при обсуждениях он принимал активное участие. Авторы постоянно чувствовали его заботу и внимание к работе.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.М.Франку, В.В.Орлову, В.А.Кузнецову и Л.П.Питаевскому за полезные советы и постоянное внимание к работе. Авторы благодарят В.Г.Лифорова, В.В.Голикова, Г.М.Мионову за помощь на отдельных этапах работы и в обсуждениях результатов.

Литература

1. Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 11, 592 /1941/ и Journ. of Phys. 11, 91 (1947).
2. H.Palevsky, K.Omnes, K.E.Larsson. Phys.Rev., 112, 11 (1959).
3. I.L.Yarnell et al. Phys.Rev., 113, 1379 (1959).
4. P.G.Henshaw, A.D.B.Woods. Phys.Rev., 121, 1266 (1961).
5. R.A.Cowley and A.D.B.Woods. Can.J.Phys., 49, 177 (1971).
6. R.P.Feynmann and M.Cohen. Phys.Rev., 102, 1189 (1956).
7. Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 36, 1168 /1959/.
8. O.W.Dietrich et al. Phys.Rev., A5, 1377 (1972).
9. Л.П.Питаевский. Письма в ЖЭТФ, 12, 118 /1970/.
10. J.Ruvalds and A.Zawadowski. Phys.Rev.Lett., 25, 333 (1970).
11. F.Iwamoto. Progress of Theoretical Physics, 44, 1121, 1135 (1970).
12. T.J.Greytak et al. Phys.Rev.Lett., 25, 1547 (1970).
13. Г.К.Иванов, Ю.С.Саясов. УФН, 90, 47 /1966/.
14. P.C.Hohenberg and P.M.Platzman. Phys.Rev., 152, 198 (1966).
15. R.A.Cowley and A.D.B.Woods. Phys.Rev.Lett., 21, 787 (1968).
16. O.K.Harling. Phys.Rev.Lett., 24, 1046 (1970).
17. H.A.Mook, R.Scherm, M.K.Wilkinson. Phys.Rev., A6(6), 2268 (1972).
18. V.G.Lifiriv et al. Research Applications of Nuclear Pulsed Systems, Vienna (1966), 196.
19. W.L.McMillan. Phys.Rev., 138, A442 (1965).
20. W.E.Massey and C.W.Woo. Phys.Rev., 164, 256 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 октября 1973 года.