

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

*И. В. Калинин<sup>a\*</sup>, Х. Лаутер<sup>b\*\*</sup>, А. В. Пучков<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Физико-энергетический институт  
249020, Обнинск, Россия

38042, Гренобль, Франция

Приводятся результаты исследования температурной эволюции закона рассеяния  $S(Q, \omega)$  сверхтекучего гелия, измеренного в диапазоне волновых векторов  $0.3 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0.8 \text{ \AA}^{-1}$  и при температуре гелия от 1.0 К до 2.2 К. Исследования проводились на высокопоточном реакторе в Институте Лауэ–Ланжевена (Франция) на спектрометре неупругого рассеяния нейтронов ИН6. Подтверждено отклонение экспериментального закона рассеяния жидкого гелия от модели затухающего гармонического осциллятора, независимо обнаруженное ранее в экспериментах на ИН6 [1] и спектрометре ДИН-2ПИ (реактор ИБР-2, Дубна) [2, 3] и названное впоследствии «экстрапиком». Установлена температурная зависимость параметров «экстрапика», позволяющая сделать предположения относительно его природы.

PACS: 61.12.Ex, 67.40.Db, 67.40.-w

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1941 году Л. Д. Ландау предложил вид дисперсионной кривой сверхтекучего гелия, состоящей из двух ветвей, соответствующих разным типам элементарных возбуждений: ветвь фононов и ветвь ротоннов [4]. Позже Ландау постулировал для сверхтекучего гелия единую гладкую форму энергетического спектра [5] с характерным для звуковых колебаний линейным начальным участком и ротонным минимумом. Создание мощных источников нейтронов и развитие нейтронографических методов позволило экспериментально установить вид дисперсионной кривой (кривой Ландау) [6] и в дальнейшем форма этой зависимости была неоднократно подтверждена многочисленными экспериментами.

К настоящему времени различными группами авторов, исследовавших при помощи неупругого рассеяния нейтронов спектр возбуждений жидкого гелия, получен большой объем экспериментальных данных (см., например, обзор [7]), показывающий, что параметры возбуждений, соответствующие фононной (начальной) и максон-ротонной частям кривой дисперсии имеют существенно различные зависимости

от температуры и волнового вектора, что указывает на различную природу этих возбуждений. Фононный участок (коллективные колебания), присущий любой жидкости и являющийся нуль-звуковой модой, ассоциируется с «нормальной» частью жидкости, а ротонный (одночастичные колебания) — со сверхтекучей компонентой, если использовать терминологию двухжидкостной модели гелия. Особенно рельефно эти различия проявляются при температурах, близких к лямбда-точке. Возникает вопрос: каким образом возбуждения различных типов формируют единую гладкую дисперсионную кривую?

В 1990 году Глайдом и Гриффином [8] была разработана теоретическая модель гибридизации спектра возбуждений жидкого гелия, согласно которой коллективная мода затухает при передачах импульса порядка  $0.5\text{--}0.7 \text{ \AA}^{-1}$  и в этой же области формируется одночастичная мода возбуждений. Модель, предложенная Глайдом и Гриффином, предсказывала возможное появление дополнительного рассеяния в указанной области передач волновых векторов вследствие гибридизации этих возбуждений. Эта теория дала новый толчок к дальнейшим экспериментальным исследованиям дисперсионной кривой.

На спектрометре ДИН-2ПИ (пульсирующий реактор ИБР-2, Дубна) был проведен цикл экспери-

\*E-mail: kaliv@ippe.ru

\*\*H. Lauter, Institute Laue–Langevine, 38042, Grenoble Cedex 9, France

ментов [2, 3] по исследованию дисперсионной кривой жидкого гелия. При исследовании формы кривой  $S(Q, \omega)$  впервые было обнаружено, что в области передач импульса  $0.3 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0.73 \text{ \AA}^{-1}$  функция  $S(Q, \omega)$  не описывается моделью затухающего гармонического осциллятора (ДНО) с достаточной точностью (как, например, при  $Q \leq 0.3 \text{ \AA}^{-1}$ ), потому что содержит еще одну составляющую при энергии, несколько большей, чем энергия фонона. Было установлено, что интенсивность этой составляющей растет с повышением температуры вплоть до  $T_\lambda$  и зависит от волнового вектора  $Q$ . Полученные данные стимулировали дальнейшие исследования обнаруженного рассеяния и вскоре они были продолжены на спектрометре ИН6.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Как известно, в эксперименте измеряется дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов, которое связано с интересующим нас структурным динамическим фактором (законом рассеяния)  $S(Q, \omega)$  известным соотношением:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = N \frac{\sigma}{4\pi\hbar} \frac{k}{k_0} S_{exp}(Q, \omega), \quad (1)$$

где  $d\Omega$  — интервал телесного угла рассеяния,  $dE$  — энергетический интервал рассеяния,  $N$  — число атомов в системе,  $\sigma$  — сечение рассеяния нейтрона на связанном атоме.

Нейтрон с волновым вектором  $k_0$  и энергией  $E_0$  в акте рассеяния приобретает волновой вектор  $k$  и энергию  $E$ . Изменяя направление движения и приобретая (или теряя) энергию в процессе рассеяния, нейтрон передает образцу импульс  $\hbar Q$  и энергию  $\hbar\omega$ :

$$\begin{aligned} \hbar Q &= \hbar k_0 - \hbar k, \\ \hbar\omega &= E_0 - E. \end{aligned} \quad (2)$$

После предварительной обработки экспериментальных спектров, учитывающей различные методические поправки, можно получить экспериментальный структурный динамический фактор  $S_{exp}(Q, \omega)$ . Пример экспериментального структурного динамического фактора в виде карты интенсивности представлен на рис. 1. На рис. 1а изображено двумерное, а на рис. 1б — трехмерное представление закона рассеяния жидкого гелия при температуре 1.5 К. На рис. 1а интенсивность рассеяния показана оттенками серого цвета, черная сплошная полоса соответствует области однофононного пика. Положение

максимума однофононного пика, соответствующего кривой Ландау, не показано, так как использована крупномасштабная шкала интенсивности.

Измерения проводились в 2004 году в Институте Лауэ–Ланжевена на спектрометре ИН6 при следующих температурах образца: 1.000, 1.500, 1.685, 1.688, 1.780, 1.800, 1.880, 1.900, 2.000, 2.050, 2.100, 2.200 К [9]. Гелий находился в алюминиевом цилиндрическом контейнере диаметром 25 мм и высотой 50 мм. Охлаждение и поддержание указанных температур контейнера с гелием осуществлялось с помощью рефрижератора растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ , созданного на базе стандартного криостата «Max Orange».

Дальнейшая обработка экспериментально полученных величин  $S(Q, \omega)$  для жидкого  $^4\text{He}$  состояла в том, чтобы вычестить из них все известные составляющие и провести анализ температурной зависимости оставшейся части, определив таким образом температурную эволюцию «экстрапика». Для того чтобы это сделать, необходимо перейти от представления закона рассеяния в виде карт интенсивности к «стандартному» двумерному, являющемуся срезом карты интенсивности при определенном волновом векторе. Это позволяет использовать для анализа спектров известные модельные представления, необходимые для разделения закона рассеяния на составляющие. Таким образом, все экспериментальные зависимости  $S(Q, \omega)$  для жидкого гелия, полученные при различных температурах, были преобразованы в двумерные, с шагом по передаче импульса, равным  $0.05 \text{ \AA}^{-1}$ . После процедуры вычета известных составляющих закона рассеяния, которая будет описана ниже, был выполнен обратный переход в представление  $S(Q, \omega)$  в виде карт интенсивности.

В 1962 г. Миллер, Пайнс и Нозирес [10] ввели представление структурного динамического фактора  $^4\text{He}$   $S(Q, \omega)$  как суперпозицию однофононного  $S_1(Q, \omega)$ , многофононного  $S_m(Q, \omega)$  и многократно  $S_{mm}(Q, \omega)$  вкладов:

$$S(Q, \omega) = S_1(Q, \omega) + S_m(Q, \omega) + S_{mm}(Q, \omega). \quad (3)$$

Для учета вклада многофононного рассеяния использовалась модель «простого вычитания» [10], согласно которой многофононное рассеяние не зависит от температуры. При низких температурах ( $T < 1.5$  К) спектр рассеяния сверхтекучего гелия представляет собой достаточно узкий пик, который может быть надежно отделен от многофононной части. Определенная при  $T = 1.5$  К многофононная часть вычиталась из спектров, измеренных при более высоких температурах. Пример такой обработ-

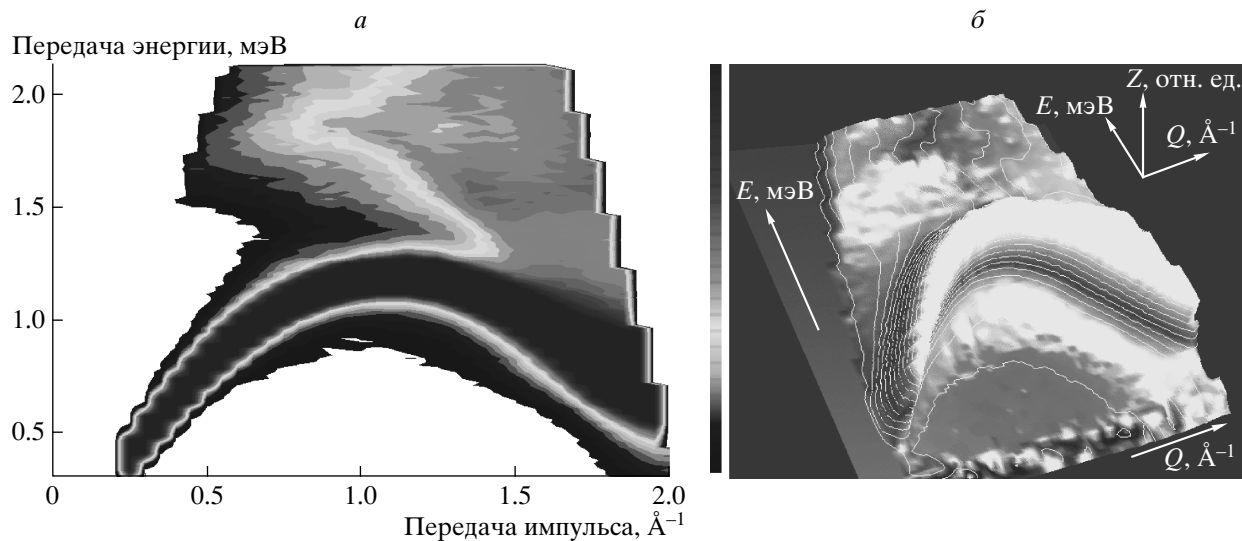


Рис. 1. Экспериментальный структурный динамический фактор  $S(Q, \omega)$  жидкого гелия при температуре образца  $T = 1.5$  К, представленный в виде карты интенсивности. Для обозначения интенсивности рассеяния использованы оттенки серого цвета. Для того чтобы были различимы детали спектра, использована крупномасштабная шкала по оси  $Z$ , поэтому высокоинтенсивный пик однофононного рассеяния «отрезан» и представлен в виде черной полосы на рис. 1а и белой плоскости на рис. 1б

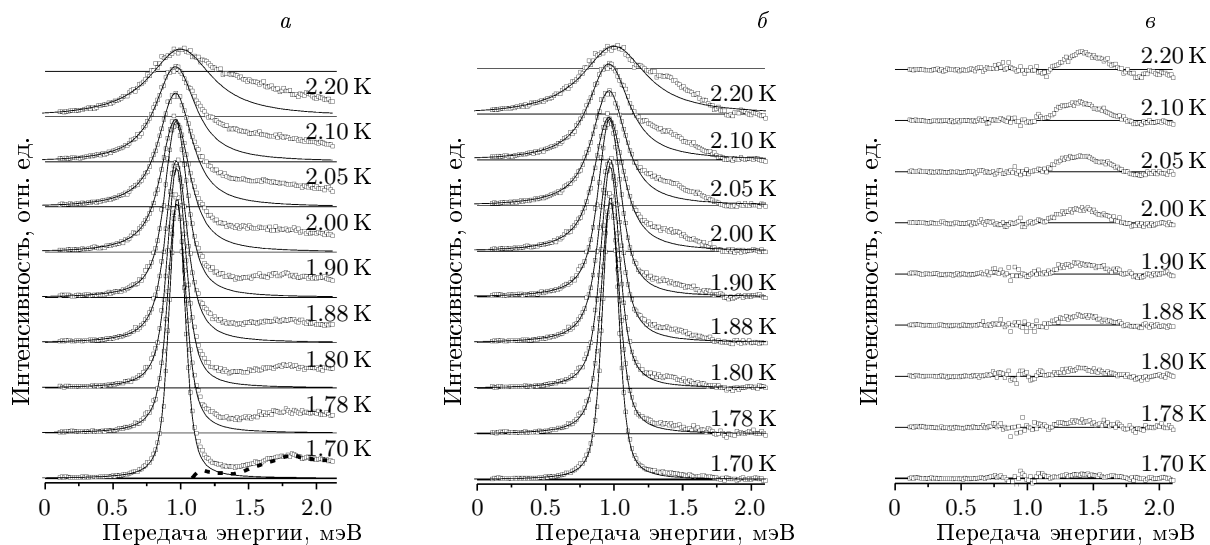
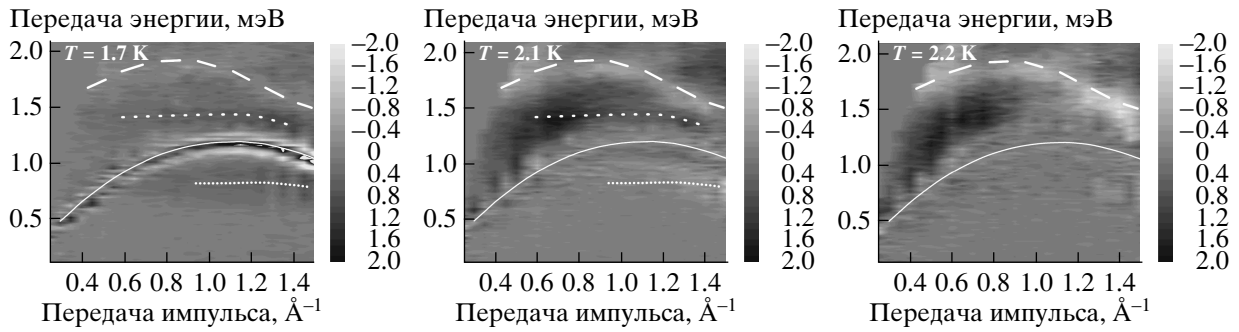


Рис. 2. а) Экспериментальные законы рассеяния  $S(Q, \omega)$  жидкого гелия при различных температурах и волновом векторе  $Q = 0.65 \text{ \AA}^{-1}$ . Сплошные линии — результат аппроксимации однофононного вклада сверткой ДНО-функции с функцией разрешения спектрометра. Пунктирная линия — многофононный вклад  $S_m(Q, \omega)$ , определенный при температуре 1.5 К. б) Экспериментальные законы рассеяния  $S(Q, \omega)$  жидкого гелия при различных температурах после вычета многофононного вклада  $S_m(Q, \omega)$ . Сплошная линия — результат подгонки, то же, что на рис. 2а. в) Результат вычета многофононной и однофононной составляющих из экспериментально измеренного закона  $S(Q, \omega)$  для жидкого гелия при различных температурах



**Рис. 3.** Температурная эволюция «экстрапика», представленная в виде карт интенсивности, полученных из двумерных законов  $S(Q, \omega)$  (рис. 2в) в диапазоне волновых векторов  $0.25 \text{ \AA}^{-1} < Q < 1.5 \text{ \AA}^{-1}$ . Штриховая линия — максимум вычтенного многофононного рассеяния. Линия из крупных точек — максимум многократного рассеяния, обусловленного последовательным двукратным рассеянием нейтрона в гелии с рождением ротона. Линия из маленьких точек — максимум многократного рассеяния, обусловленного последовательным рассеянием нейтрона на материалах криостата и в жидком гелии, с рождением ротона. Значения взяты из работы Миллера и Пайнса [9]. Многократное рассеяние принято считать приборным эффектом. Сплошные линии — кривые Ландау

ки для спектров при постоянной передаче импульса  $0.65 \text{ \AA}^{-1}$  показан на рис. 2:

$$S_1(Q, \omega) = S(Q, \omega) - S_m(Q, \omega). \quad (4)$$

После вычета многофононной составляющей однофононный пик  $S_1^{exp}(Q, \omega)$  был аппроксимирован сверткой функции затухающего гармонического осциллятора и функции разрешения спектрометра ИН6:

$$S_1^{exp}(Q, \omega) = R(Q, \omega) \otimes S_1^{DHO}(Q, \omega), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} S_1^{DHO}(Q, \omega) &= \frac{1}{2\pi} [n_B(\omega) + 1] Z(Q, T) A_1(Q, \omega) = \\ &= \frac{1}{\pi} [n_B(\omega) + 1] Z(Q, T) \times \\ &\times \left[ \frac{\Gamma(Q, T)}{[\omega - \omega(Q, T)]^2 + \Gamma(Q, T)^2} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\Gamma(Q, T)}{[\omega + \omega(Q, T)]^2 + \Gamma(Q, T)^2} \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь  $n_B(\omega)$  — бозе-фактор для температуры  $T$  и частоты  $\omega$ .

При подгонке экспериментального однофононного пика параметры функции разрешения  $R(Q, \omega)$  не изменялись.

Определяемые в ходе подгонки параметры  $Z(Q, T)$ ,  $\omega(Q, T)$  и  $\Gamma(Q, T)$  рассматривались как параметры однофононного пика:  $Z(Q, T)$  — интенсивность однофононного рассеяния,  $\omega(Q, T)$  —

энергия однофононного возбуждения,  $\Gamma(Q, T)$  — обратное время жизни возбуждения (половина ширины на половине высоты пика). Сравнение полученных параметров однофононного возбуждения с измеренными ранее на ИН6 [1] и ДИН-2ПИ [2, 3] показало хорошее согласие.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Таким образом, из экспериментального закона рассеяния жидкого гелия были вычтены вклады многофононного и однофононного рассеяний и оставшаяся часть представлена на рис. 3 в виде карт интенсивности.

«Экстрапик», показанный на рис. 3 темно-серым цветом, находится в диапазоне  $0.4 \text{ \AA}^{-1} < Q < 0.8 \text{ \AA}^{-1}$ , увеличивается с ростом температуры и не исчезает при переходе через  $\lambda$ -точку, что указывает на то обстоятельство, что обнаруженное рассеяние связано с «нормальной» компонентой жидкого гелия. Пользуясь терминологией Гриффина – Свенссона [11], которые предложили вид закона рассеяния  $S(Q, \omega)$  жидкого гелия, состоящий из четырех вкладов: а) нуль-звуковые возбуждения (фононы) при малых  $Q$ ; б) тепловое рассеяние (или частица–дырка); в) одночастичные (максон–ротон) возбуждения при больших  $Q$ ; г) высокоэнергетичное многочастичное (многофононное) рассеяние (можно предположить, что обнаруженное рассеяние относится к вкладу б), рассеянию на уже существующих возбуждениях или, другими словами, рассеянию типа частица–дырка). Альтернативное объясне-

ние обнаруженного рассеяния связано с недостаточной точностью модели простого вычитания многофононного рассеяния. В этом случае наблюдаемый эффект может быть связан с многофононным рассеянием, которое формируется нуль-звуковыми, фононными возбуждениями нормальной части жидкого гелия. Первоначальное предположение о причинах возникновения дополнительного рассеяния как следствия гибридизации различных типов возбуждений согласно модели Глайда–Гриффина выглядит менее убедительно с учетом того обстоятельства, что эффект сохраняется при переходе через  $\lambda$ -точку.

Мы надеемся, что полученные экспериментальные данные стимулируют расчетно-теоретические работы по установлению природы наблюдаемого рассеяния и, в частности, по оценке температурной зависимости вклада теплового рассеяния (б) и многофононного рассеяния в гелии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. H. Andersen, W. G. Stirling, R. Scherm et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 821 (1994).
2. K. H. Andersen, I. V. Bogoyavlenskii, V. G. Kolobrodov, A. V. Puchkov, and A. N. Skomorokhov, *Ann. Rep. FLNP JINR, Dubna* (1997), p. 94.
3. I. V. Bogoyavlenskii, A. V. Puchkov, and A. N. Skomorokhov, *Physica B* **25**, 284 (2000).
4. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* **11**, 592 (1941).
5. L. D. Landau, *J. Phys. USSR* **11**, 91 (1947).
6. R. J. Donnelly, J. A. Donnelly, and R. N. Hills, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 471 (1981).
7. И. В. Богоявленский, А. В. Пучков, А. Н. Скоморохов, Л. В. Карнацевич, *ФНТ* **30**, 995 (2004).
8. H. R. Glyde and A. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1454 (1990).
9. Exp. Rep. №6-02-680, <http://club.ill.fr/cv/servlet/ReportFind>.
10. A. Miller, D. Pines, and P. Nozieres, *Phys. Rev.* **127**, 1452 (1962).
11. E. C. Svensson and A. Griffin, *Physica B* **501**, 241 (1990).