

ВРЕМЯ ЖИЗНИ РОТОНА В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Н. М. Благовещенский, Е. Б. Докукин, В. А. Парфенов

Методом неупругого рассеяния нейтронов исследована температурная зависимость времени жизни и энергии ротона. Из полученных результатов следует, что элементарная теория времени жизни ротона в сверхтекучем He^4 неудовлетворительно объясняет зависимость $\Gamma(T)$ и требует включения в рассмотрение дополнительных механизмов уширения. Экспериментально доказано сильное затухание ротона в λ -точке.

Среди задач, связанных с изучением сверхтекучести, важное место занимает исследование времени жизни элементарных возбуждений в He^4 . Анализ времени жизни позволяет получать информацию о силе и типе межквaziчастичных взаимодействий, ответственных за важные детали спектра возбуждений (окончание однофононной ветви [1], двухветвевая структура [2] и т. д.). При $T \ll T_\lambda$ ротонны являются устойчивыми и хорошо наблюдаемыми при рассеянии нейтронов возбуждениями: закон сохранения энергии и импульса запрещает распад ротоннов на фононы. Основной вклад во время жизни ротона вносит ротон-ротонное рассеяние (уширение за счет столкновений), сечение которого при $T > 1\text{K}$ превалирует над сечениями других процессов, приводящих к уширению. Константа ротон-ротонного взаимодействия g_4 , полученная из экспериментов по рассеянию света, составляет $-0,12 \cdot 10^{-38}$ эрг \cdot см³ [3], что на порядок меньше значения g_4 , требуемого для согласия теории Ландау — Халатникова [4] с данными по вязкости. Однако, непосредственное получение ширины одноротонного состояния возможно только из анализа спектра нейтронного рассеяния, поскольку свет взаимодействует со спектром возбуждений лишь второго порядка, т. е. с ротонными парами. Данные работ [5, 6] позволяют количественно оценить $\Gamma(T)$ лишь вблизи T_λ .

Эксперимент производился на время-пролетном спектрометре ДИН-1М [7]. Начальная энергия E_0 и угол рассеяния θ соответствовали импульсу рождаемого возбуждения вблизи ротонного минимума: $E_0 = 6,87$ мэВ; $\theta = 71^\circ$, 0 ; $q = 2,05 \text{ \AA}^{-1}$. Температура образца He^4 устанавливалась откачкой пара над жидкостью. Два типичных спектра рассеянных нейтронов ($T = 1,2$ и $2,04\text{K}$) представлены на рис. 1. Первый пик соответствует упругому рассеянию нейтронов конструктивными материалами контейнера криостата. Второй пик связан с рождением в гелии ротоннов. Визуально заметен как эффект сближения пиков с ростом T , так и уширение неупругого пика. Характерно, что несмотря на сближение и уширение, оба пика разрешены даже при $T \sim T_\lambda$. Асимметрия неупругого пика обусловлена многофононным рассеянием.

Наблюдаемые спектры аппроксимировались двумя гауссовыми распределениями (см. рис. 1). Энергия и импульс ротона определялись как $\epsilon = E_0 - E(T)$; $q = k_0 - k$, где $E(T)$ — энергия рассеянных нейтронов, соответствующая максимуму неупругого пика; k_0 и k — волновые векторы падающих и рассеянных нейтронов.

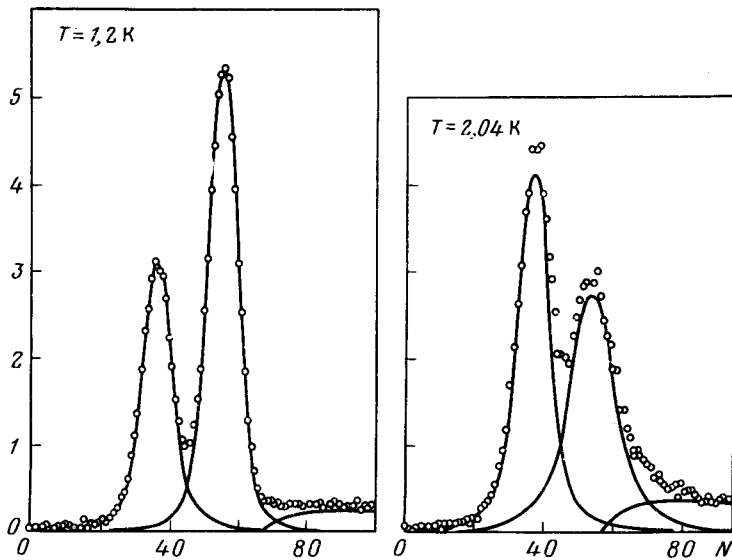


Рис. 1

При обработке, с учетом того, что собственная ширина ротонной линии по порядку величины равна ширине функции разрешения, свертка гауссовой функции разрешения с лоренц-формой ротонной линии без существенных погрешностей в определении ширины заменялась двухгауссовой сверткой. При этом $\Gamma_\theta(T) = 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{\langle \sigma \rangle^2(T) - \sigma_R^2}$, где $\langle \sigma \rangle^2(T)$ — зависимость дисперсии наблюдаемой линии от T , а σ_R^2 — дисперсия функции разрешения, полученная экстраполяцией $\langle \sigma \rangle^2(T)$, в $T = 0$. $\sigma_R = 0,160 \pm 0,002$ мэВ. Полученная величина $\Gamma_\theta(T)$ — ширина при фиксированном угле рассеяния θ нейтрона. Физический же смысл в теории имеет $\Gamma_q(T)$, т. е. ширина при фиксированном импульсе ротона. Переход от $\Gamma_\theta^q(T)$ к $\Gamma_q(T)$ осуществлялся по формуле $\Gamma_q(T) = \Gamma_\theta(T) \times (\sin\beta + |\cos\beta| \operatorname{tg}\alpha)$, где $\operatorname{tg}\alpha = (d\epsilon/dq)_q$ — наклон дисперсионной кривой в исследуемой точке; $\operatorname{tg}\beta$ — наклон кривой сохранения энергии нейтронов для $\theta = 71^\circ$. На рис. 2 в одном масштабе приведены графики $\epsilon(T)$ и $\Gamma_q(T) \equiv \Gamma(T)$. Черными кружками обозначены данные [6] для $\Gamma(T)$ при $P = 1$ атм. Пунктиром показан ход теоретической кривой, построенной по формуле Ландау — Халатникова:

$$\hbar \Gamma(T) = \frac{\hbar^2 q_0^4}{15\eta_r} \left(\frac{kT}{8\pi^3 \mu} \right)^{1/2} e^{-\Delta/T}$$

Как видно из рис. 2, зависимость $\Gamma(T)$, полученная в нашем эксперименте, отлична от результатов [6] и не описывается формулой Ландау —

Халатниксва. Формула теории [8] отличается от [4] только множителем, а поэтому также не удовлетворяет нашим данным по $\Gamma(T)$. Такое несоответствие говорит о том, что ротон-ротонное взаимодействие более сложно, чем полагалось в первых теориях, например, изотропно. В работах [4, 8] не учтены и иные механизмы уширения, например, взаимодействие с ненулевым угловым моментом или процессы с одиночным возбуждением в конечном состоянии (типа двухротонного резонанса). В работе [3] экспериментально подтверждено существование в He-II пар связанных ротонов, сильно влияющих на время жизни. Согласно [9], для гибридизации необходимо наличие в He⁴ бозе-конденсатной фазы. Таким образом из сопоставления данных по $\Gamma(T)$ теории, опирающейся на гибридизационную схему, в принципе можно оценить значение плотности конденсата $n_0(T)$ и сравнить с данными [10], однако это выходит за рамки настоящей статьи.

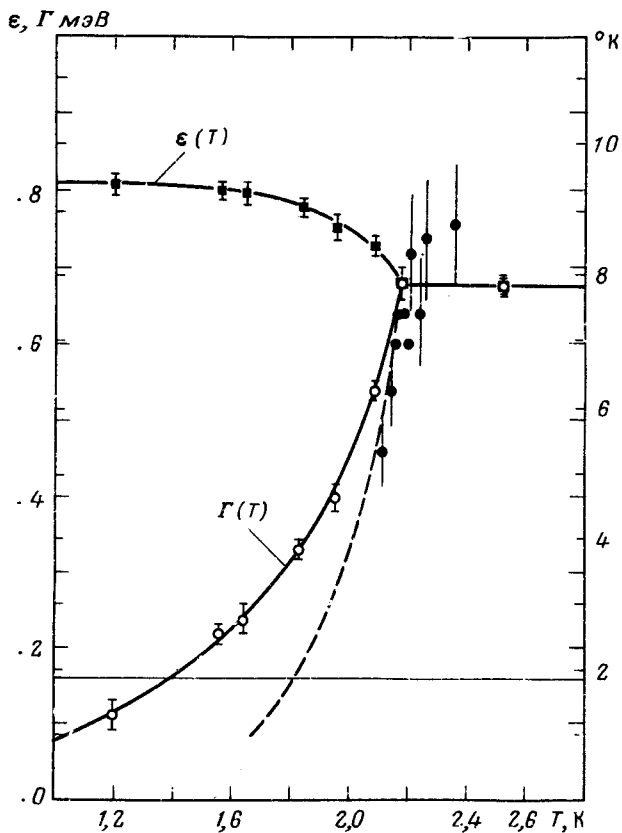


Рис. 2

При $T = 2,17\text{K}$ $\epsilon(T)$ и $\Gamma(T)$ имеют излом, связанный с фазовым переходом. Характерной особенностью полученных результатов является совпадение значений энергии и ширины длины ротона в λ -точке: $\epsilon(T_\lambda) = \Gamma(T_\lambda) = 0,68$ мэВ ($7,89\text{K}$). Такой результат физически означает, что ротон в λ -точке теряет смысл как хорошо определенное элементарное возбуждение: гейзенберговская неопределенность энергии становится

равной самой энергии. При низких температурах ротоны в жидком He^4 могут быть рассмотрены как газ, концентрация $N_r(T)$ которого мала, что не приводит к заметному уширению ($\sigma_{rr} \sim N_r(T)$). Эффективный фон, на котором существует этот газ, представляет собой сверхтекучую компоненту He-II , плотность которой падает с ростом T за счет увеличения числа возбуждений, ответственных за нормальную компоненту. Наконец, вблизи λ -точки концентрация N_r становится настолько высокой, что эффективная область ротон-ротонных взаимодействий оказывается равной полному объему жидкости, что полностью подавляет сверхтекучую компоненту. Оценка N_r вблизи λ -точки по $N_r(T) = 2q_0^2 (\mu kT)^{3/2} (2\pi)^{-3/2} \hbar^{-3} \exp(-\Delta/T)$ составляет $7,6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. При такой высокой концентрации понятие "ротонный газ" теряет смысл. Среднее расстояние между ротонами вблизи λ -точки составляет $[N_r(T)]^{-1/3} \sim 5,1 \text{ \AA}$, т. е. одного порядка с пространственной неопределенностью ротона $\hbar[\mu \Gamma_1/2]^{-1/2} \sim 4,4 \text{ \AA}$ и средним межатомным расстоянием $[m_{\text{He}}/\rho(T)]^{1/3} \sim 3,6 \text{ \AA}$. Учитывая сильное затухание ротона, можно заключить, что вблизи λ -точки происходит переход газа ротонов в реальную жидкость, участвующую в нормальном движении, т. е. He-I .

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л.П.Питаевскому за постоянное внимание к работе и участие в ней на стадии обсуждения результатов. Авторы признательны Ж.А.Козлову за полезные дискуссии, Н.Г.Зотову и С.Н.Смольникову за техническую помощь во время эксперимента.

Поступила в редакцию
28 июля 1978 г.

Литература

- [1] Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 36, 1168, 1959.
- [2] A.Zawadowski et al. Phys. Rev. Lett., 25, 333, 1970.
- [3] T.J.Greytak et al. ibid, 1547.
- [4] Л.Д.Ландау, И.М.Халатников. ЖЭТФ, 19, 637, 709, 1949.
- [5] B.G.Henshaw, A.D.B.Woods. Phys. Rev., 121, 1266, 1961.
- [6] O.W. Dietrich et al. Phys. Rev., A5, 1377, 1972.
- [7] V.G.Lifiriv et al. Res. Appl. Nucl. Pulsed Syst., Vienna, 196, 1966.
- [8] И.А.Фомин. ЖЭТФ, 60, 1178, 1971.
- [9] J.Solana et al. Phys. Rev., A6, 1665, 1972.
- [10] Е.Б.Докукин, Ж.А.Козлов, В.А.Парфенов, А.В.Пучков. Письма в ЖЭТФ, 23, 497, 1976.