

О НОВОЙ ОСОБЕННОСТИ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ ПРИМЕСНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ

*Б.Н.Есельсон, В.А.Слюсарев, В.И.Соболев,
М.А.Стржемецкий*

Показано, что примесная ветвь энергетического спектра элементарных возбуждений растворов He^3 - He^4 имеет точку окончания, в которой происходит распад на ротон и квази-частицу He^3 с малым импульсом. Найдены параметры такого спектра.

Различие между выводами, сделанными на основании обработки экспериментальных данных о скорости четвертого звука [1], подвижности ионов [2] и плотности нормальной компоненты [3] и результатами прямых измерений [4-6] параметров бозонной ветви в растворах He^3 в сверхтекучем He^4 , обострили интерес к проблеме спектра элементарных возбуждений [7, 8].

Возникшая ситуация требует, как это будет видно из дальнейшего, пересмотра сложившихся представлений об энергетическом спектре примесных возбуждений.

Настоящая работа посвящена выяснению вида закона дисперсии квазичастиц He^3 на основе экспериментальных данных о плотности нормальной компоненты ρ_n в области температур, при которых квази-частицы примеси подчиняются больцмановской статистике.

Для решения этой задачи использовалось то обстоятельство, что в рамках квазиэластичной модели зависимость примесной части нормальной плотности ρ_{ni} от температуры T определяется характером закона дисперсии квазичастиц He^3 . Величина ρ_{ni} находилась по формуле [8]

$$\rho_{ni} / \rho = \kappa_i = \frac{\kappa - \kappa_0}{1 - \kappa_0}, \quad (1)$$

где κ и κ_0 - соответственно полная и связанная с тепловыми возбуждениями относительная нормальная плотность. Значения κ брались из

работы [3], а вычисление κ_0 проводилось с учетом данных о ротонных параметрах и величине размытия энергетической щели [9], приведенных в работах [4 - 6].

Существенно, что при низких температурах κ_i стремится к постоянной величине $-\kappa_i(0)$, а увеличение T приводит к заметному росту примесной части нормальной плотности. На рис. 1 приведена зависимость $\xi(T)$, где

$$\xi = [\kappa_i(T) - \kappa_i(0)]x^{-1}, \quad (2)$$

а x - весовая концентрация. Из графика следует, что значения ξ для растворов разных концентраций в пределах погрешности (составляющей 0,1, 0,06, и 0,04 соответственно для $x = 0,085, 0,156$ и $0,256$) совпадают между собой.

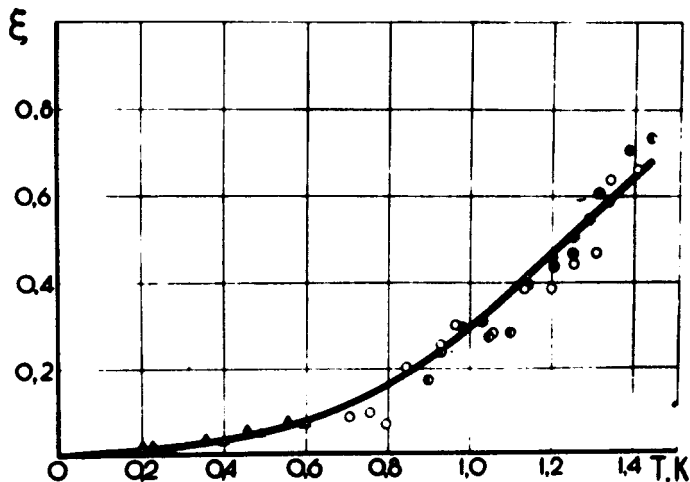


Рис 1 Зависимость ξ от температуры: точки \blacktriangle , \blacktriangle , \circ , \bullet и \bullet соответствуют весовым концентрациям 0,005 [11]; 0,010 [10]; 0,085; 0,156; 0,256 [3]. Сплошная кривая построена с использованием (3)

Этот факт позволяет сделать вывод о том, что взаимодействие между примесями He^3 не влияет на температурный ход ρ_{ni} , связанный с видом закона дисперсии. Кроме того, при больших значениях импульса параметры спектра примесных возбуждений, подобно ротонным параметрам в растворах [4 - 6], практически не зависят от концентрации.

Основываясь на приведенных выше соображениях, можно попытаться восстановить энергетический спектр квазичастиц He^3 . При этом, однако, приходится исходить из какой-либо заданной функции $\epsilon(p)$ с неизвестными параметрами и затем, используя значения $\rho_n(T)$, определять эти параметры.

Первая попытка такого рода была связана с идеей, высказанной недавно Л.П.Питаевским (см. [8]).

Однако более общим, по-видимому, является подход, основанный на предоставлении энергии ϵ в виде

$$\epsilon = p^2/2m^* (1 + \sum \alpha_k p^{2k}), \quad (3)$$

где p и m^* соответственно импульс и эффективная масса квазичастицы.

Для определения α_1 и α_2 брались приведенные в работе [10] данные о ρ_n при $T < 0,6\text{K}$. В области столь низких температур можно воспользоваться разложением κ_i в ряд по α_1 и α_2 . При этом обработка методом наименьших квадратов показала, что α_1 пренебрежимо мало, а $\alpha_2 = -0,04\text{\AA}^4$.

Следующий коэффициент α_3 находится из условия минимума величины

$$\Phi = \Sigma \left[\xi - 5,37 \left(\int_0^t p^4 n dp \right) (T \int_0^t p^2 n dp)^{-1} + \frac{m^*}{m_3} \right]^2, \quad (4)$$

где n – функция Больцмана, а суммирование проводится по экспериментальным точкам [3], соответствующим области температур 0,7–1,4K.

Полученная таким путем кривая $\epsilon(p)$ могла бы пересечь бозонную ветвь. Однако, как показал Л.П.Питаевский [12] в этом случае должна существовать точка окончания спектра, связанная с распадом возбуждения. Используя результаты [12] можно показать, что в данном случае при распаде рождаются ротон и квазичастица He^3 с малым импульсом, параллельным импульсу ротона.

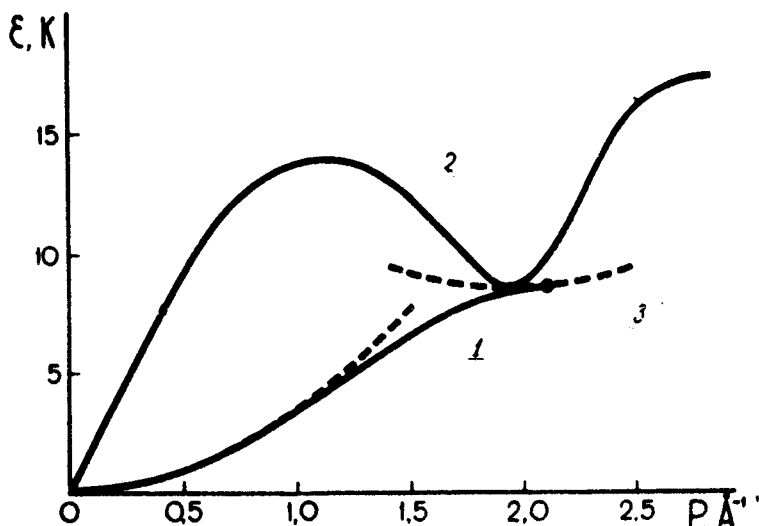


Рис. 2 Энергетический спектр элементарных возбуждений

Поскольку в точке окончания спектра законы сохранения обуславливают связь между энергией ϵ_c и импульсом p_c , а скорости распадающегося и образующихся возбуждений равны между собой [12], то появляется возможность при одном варьируемом параметре p_c удерживать в (3) коэффициенты α_3 и α_4 . Искомое значение p_c соответствует минимуму Φ (при этом $t = p_c$). В результате вычислений получено, что $p_c = 2,11 \pm 0,05\text{\AA}^{-1}$.

Найденная таким образом зависимость $\epsilon(p)$ показана на рис. 2 (кривая 1). Здесь же, для сравнения, приведен закон дисперсии тепловых возбуждений (кривая 2) и кривая 3, при пересечении с которой примесная ветвь должна иметь точку окончания. Если p_c не сильно отличается от характерного ротонного импульса p_0 , то кривая 3 описывается уравнением:

$$\epsilon_c = \Delta + (p_c - p_0)^2 / 2(m^* + \mu), \quad (5)$$

где Δ и μ — параметры ротонов.

Следует отметить, что результат настоящей работы в известном смысле подтверждает гипотезу Л.П.Питаевского (см. [8]), существенным в которой является, по-видимому, не минимум на кривой $\epsilon(p)$, а высокая плотность состояний при больших импульсах. Кроме того, приведенное здесь рассмотрение не исключает возможности существования неглубокого минимума на кривой 1 в области ротонного импульса p_0 , однако, для окончательного решения вопроса о минимуме необходимы дополнительные исследования.

Пользуясь случаем, благодарим Л.П.Питаевского за полезные обсуждения работы.

Физико-технический институт
низких температур

Поступила в редакцию
29 декабря 1974 г.

Академии наук Украинской ССР

Литература

- [1] Н.Е.Дюмин, Б.Н.Есельсон, Э.Я.Рудавский, И.А.Сербин. ЖЭТФ, **56**, 747, 1969.
- [2] Б.Н.Есельсон, Ю.З.Ковдря, В.Б.Шикин. ЖЭТФ, **59**, 64, 1970.
- [3] В.И.Соболев, Б.Н.Есельсон. ЖЭТФ, **60**, 240, 1971.
- [4] С.М.Surko, R.E.Slusher. Phys. Rev. Lett., **30**, 1111, 1973.
- [5] R.L.Woerner, D.A.Rockwell, T.J.Greytak. Phys. Rev. Lett., **30**, 1114, 1973.
- [6] J.M.Rowe, D.L.Price, G.E.Ostrowski. Phys. Rev. Lett., **31**, 510, 1973.
- [7] M.J.Stephen, L.Mittag. Phys. Rev. Lett., **31**, 923, 1973.
- [8] В.И.Соболев, Б.Н.Есельсон. Письма в ЖЭТФ, **18**, 689, 1973.
- [9] Л.С.Реут, И.З.Фишер. ФНТ, **1**, вып. 2, 1975.
- [10] R.A.Sherlock, D.O.Edwards. Phys. Rev., **A8**, 2744, 1973.
- [11] N.R.Brubaker, D.O.Edwards, R.E.Sarwinski, P.Seligmann, R.A.Sherlock. Phys. Rev. Lett., **25**, 715, 1970.
- [12] Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, **36**, 1168, 1959.