

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С326
3-144

2402/2-76

28/vi-76
P17 - 9634

В.А.Загребнов, В.Б.Приезжев

К ПРОБЛЕМЕ ОБНАРУЖЕНИЯ
БОЗЕ-КОНДЕНСАТА В He II

1976

P17 - 9634

В.А.Загребнов, В.Б.Приезжев

К ПРОБЛЕМЕ ОБНАРУЖЕНИЯ
БОЗЕ-КОНДЕНСАТА В **He II**

Вопрос о том, имеется ли бозе-конденсат в жидком гелии и, если имеется, то в каком количестве, остается нерешенным несмотря на некоторое согласие между экспериментальными данными, которого удалось достигнуть в последнее время^{/1-4/}. Невозможность достоверного вывода из экспериментов^{/1-4/} связана с тем, что все они в существенных чертах опираются на один и тот же метод, предложенный в 1966 г. Хоэнбергом и Плацманом (НР)^{/5/}. Точность этого метода, невысокая и по прежним оценкам, является, согласно недавним работам^{/6,7/}, недостаточной даже для установления факта конденсации в $He \bar{II}$. Не вдаваясь в детали анализа, проведенного в работах^{/6,7/}, укажем на основные, по мнению авторов этих работ, недостатки метода.

Парлинский^{/6/}, проводя расчет динамического структурного фактора $S(q, \omega)$ методом моментов, показал, что эффект, приписываемый конденсации, может быть уменьшен за счет более полного учёта взаимодействия между атомами $He \bar{II}$, которое приводит к отклонению формы $S(q, \omega)$ от гауссовского вида, предполагаемого Н Р. Джексоном в обстоятельной статье^{/7/} произвел в целом анализ всей проблемы обнаружения б.к. методом Н Р. В частности, он рассмотрел влияние взаимодействия в конечном состоянии на ширину квазиупругого пика в $S(q, \omega)$. Сделанные им оценки свидетельствуют о том, что процентное содержание б.к. от 0% до 4% не противоречит экспериментальным данным работы^{/3/}. Следует признать, что подобный вывод не исключен и в отношении данных работы Александрова, Козлова, Парфенова и авторов^{/4/}.

В такой ситуации приобретают особую актуальность эксперименты по обнаружению б.к., в которых отсутствовало бы математическое моделирование $S(q, \omega)$, так как, согласно работам^{6, 7/}, именно предположение о гауссовском характере $S(q, \omega)$ является основным источником ошибок. Целью настоящей заметки является предложение принципиально нового эксперимента, в котором не используется предположение о форме $S(q, \omega)$.

Напомним основную идею метода Н.Р.. Двукратно дифференциальное сечение рассеяния нейтронов выражается через динамический структурный фактор $S(q, \omega)$.

$$\frac{1}{N} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_f} = \frac{G_s}{4\pi\hbar} \frac{k_f}{k_i} S(q, \omega), \quad (1)$$

который в импульсном приближении^{15, 7/} записывается в виде

$$S(q, \omega) = \frac{1}{N} \sum_P n(p) \delta\left(\omega - \frac{\hbar q^2}{2M} - \frac{\hbar \vec{p} \cdot \vec{q}}{M}\right), \quad (2)$$

где M — масса атома гелия, N — число частиц в системе, q — переданный импульс, $n(p)$ — функция распределения по импульсам атомов He^4 .

Хозенберг и Плацман предположили, что $S(q, \omega)$ имеет при $T < T_\lambda$ двухгауссовский вид:

$$S(q, \omega) = \hbar \left[\rho_1/\rho (\pi \delta_1(q))^{-1/2} \exp\{-\delta_1^{-1}(q) [\hbar\omega - \hbar\omega_0(q)]^2\} + (1 - \rho_1/\rho) (\pi \delta_2(q))^{-1/2} \exp\{-\delta_2^{-1}(q) [\hbar\omega - \hbar\omega_0(q)]^2\} \right], \quad (3)$$

где ρ_0 — плотность б.к., $\hbar\omega_0(q) = \hbar^2 q^2 / 2M$, а функции $\delta_1(q)$ и $\delta_2(q)$ находятся из правила сумм. Измеренная функция $S(q, \omega)$ может быть аппроксимирована формулой (3), в которой ρ_0 является

ся параметров, подлежащих определению. Первоначально Н.Р. предполагали, что б.к. гауссиан, представленный первым членом в (3), может быть визуально выделен из $S(q, \omega)$ так, что вычитая второй гауссиан из полной функции $S(q, \omega)$, можно непосредственно наблюдать вклад от рассеяния на б.к.. Впоследствии выяснилось, что выделение этого вклада требует довольно тонких расчетов типа МНК (см. /2-4/).

Идея нашего метода состоит в попытке непосредственного выделения б.к. вклада в $S(q, \omega)$. Основное предположение, положенное в основу метода, заключается в том, что явления сверхтекучести и бозе-конденсации соответствуют друг другу. Отметим, что это предположение, являющееся в настоящее время общепризнанным, не доказано ни теоретически, ни экспериментально. Из эксперимента известно (см., напр., /8/), что малое количество примесей He^3 в He^4 приводит к исчезновению сверхтекучести. Предположим, что примеси He^3 , наряду с разрушением сверхтекучего состояния, разрушают и б.к. График зависимости отношения плотностей нормальной и сверхтекучей компоненты $\rho_n/(\rho_n + \rho_s)$ от концентрации He^3 приведен на рис. 1.

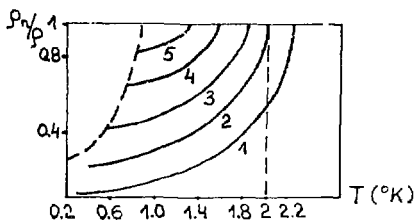


Рис. 1. 1. - He^4 , 2. - с = 8.5%, 3. - с = 15.5%, ...

Рассмотрим, например, концентрацию $c = 8.5\%$. Мы видим, что при этой концентрации и предельной температуре $T^*(c) = 2^\circ \text{K}$ сверхтекучее состояние и, по предположению, б.к. полностью разрушаются. Плотность сверхтекучей компоненты в чистом He^4 при этой же температуре составляет приблизительно половину общей плотности. Если температурная зависимость фракции б.к. и ρ_n/ρ одинаковы, то процент б.к. в чистом гелии при этой температуре составляет, согласно I^{-4} , $\sim 1\%$. Обратим теперь внимание на два обстоятельства. I. Сечение захвата нейтронов атомами He^3 на три порядка превосходит сечение рассеяния. Следовательно, основной вклад в рассеяние на смеси He^3 и He^4 при малой концентрации c происходит от He^3 , т.е.

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_f} \right)_{c\text{He}^3+(1-c)\text{He}^4} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_f} \right)_{(1-c)\text{He}^4}. \quad (4)$$

2. В импульсном приближении закон рассеяния полностью определяется $n(p)$ -функцией распределения атомов He^4 по импульсам. Более определенно, мы можем записать динамический структурный фактор $S(q, \omega)$ в виде^{/7/}:

$$S(q, \omega) = S_0(q, \omega) + S_1(q, \omega), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} S_0(q, \omega) &= \frac{n(0)}{N} \delta\left(\omega - \frac{\hbar q^2}{2M}\right), \\ S_1(q, \omega) &= \frac{M}{4\pi^2 \rho \hbar q} \int_{p_m}^{\infty} p n(p) dp, \end{aligned} \quad (6)$$

$n(0)$ - плотность числа частиц He^4 с импульсом $p=0$ и

$$P_m = \frac{|\omega - \hbar q^2 / 2M|}{\hbar q / M} \quad (7)$$

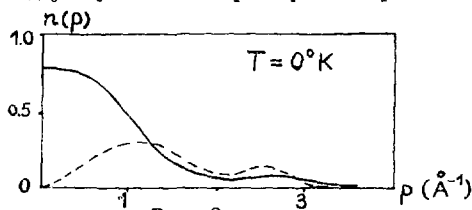
Мы уже знаем из предыдущих экспериментов, что реально наблюдаемый вклад в сечение рассеяния от б.к., представленный функцией $S_0(q, \omega)$, не является дельта-образным, а "размывается" за счет функции разрешения и взаимодействия в конечном состоянии.

На основании сделанных выше замечаний мы приходим к следующему выводу: если функция распределения $n(p)$ ($p \neq 0$) слабо зависит от концентрации примесей He^3 , то для предельной температуры $T^*(c)$ разность между сечениями рассеяния на смеси He^3, He^4 и на чистом He^4 обуславливается величиной члена $S_0(q, \omega)$, т.е. наличием бозе-конденсата. Величина разности $\Delta \sigma(q, \omega)$ между $\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f}\right)_{cHe^3 + (1-c)He^4}$ и $\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_f}\right)_{He^4}$ в пересчете на единицу рассеивателя He^4 дает непосредственно верхнюю оценку для $n(0)$ и не зависит от предположения о явной форме динамического структурного фактора.

Нам остается обосновать предположение о слабой зависимости $n(p)$ ($p \neq 0$) от наличия примесей He^3 при фиксированной температуре. Для этого заметим, что эффект конденсации должен проявляться в том, что $\Delta \sigma(q, \omega)$ как функция ω при фиксированном q отлична от нуля в узком интервале ω в окрестности $\omega_0(q) = \frac{\hbar q^2}{2M}$ (ширина этого интервала определяется, в основном, функцией разрешения). Главный вклад в сечение рассеяния в этом интервале, согласно (6), (7), даст

процессы рассеяния на атомах с малыми импульсами p .

Заметим, что наиболее сильное влияние наличие примесей He^3 оказывает на поведение функции $n(p)$ при предельно малых p . Это, в частности, приводит к тому, что при $T \geq T^*(c)$ происходит разрушение б.к. (исчезновение сверхтекучей компоненты рис. 1), т.е. радикальное изменение $n(p)$ для $p \rightarrow 0$, когда влияние примесей наиболее сильно. Однако изменение поведения распределения $n(p)$ для p , близких к нулю, мало влияет на функцию $S_1(q, \omega)$ из-за присутствия в (6) фактора p . Наиболее надёжной информацией относительно функции $n(p)$ для He^4 в настоящее время следует считать результаты "машинных экспериментов", основанных на методе Монте-Карло. Согласно результатам работы Мак-Миллана^{/9/}, функция $n(p)$ при $T < T_\lambda$ даёт для $p \rightarrow 0$ макроскопическое число частиц в б.к., а при $p \geq 1 \text{ \AA}^{-1}$ имеет двухгауссовский характер (см. рис. 2^{/9/}).



Можно проверить, что довольно значительное изменение поведения распределения $n(p)$ при $p \rightarrow 0$ (даже включение сингулярного вклада согласно теореме Боголюбова о $\sim 1/p^2$ /10/) мало изменяет поведение функции $S_1(q, \omega)$ и вполне удовлетворительно согласуется с распределением, найденным Мак-Милланом /11/.

При больших значениях ρ влияние примесей на функцию $n(\rho)$ резко падает, поскольку длина волны $\lambda = \rho^{-1}$ становится гораздо меньше характерных размеров $\ell \sim c^{-1/3} \text{ \AA}$ областей, занимаемых чистым гелием He^4 . Квантовые эффекты, как видно из рис. 2, отчетливо проявляются лишь при значениях $\rho \leq \ell^{-1}$, что с большей наглядностью демонстрируется графиком $\rho^2 n(\rho)$. Таким образом, при малых ρ можем считать, что квантовые эффекты обуславливают наличие б.к., оставляя распределение $n(\rho)$ почти классическим. Но классическое распределение частиц по импульсам не зависит от наличия примесей в системе, что согласуется с нашим предположением.

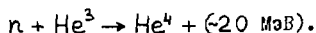
Перейдем теперь к рассмотрению условий эксперимента при наличии примесей He^3 . Поскольку He^3 является сильным поглотителем, для сохранения статистики на уровне экспериментов^{/3,4/} необходимо существенное увеличение интенсивности падающего пучка нейтронов. Действительно, для нейтронов, используемых в экспериментах^{/4/}, с энергиями $E_i \approx 200$ мэв сечение захвата ядрами He^3 : $\sigma_{abs}(\text{He}^3) \approx 2 \cdot 10^3$ бн, в то время как сечение рассеяния $\sigma_s(\text{He}^3) \approx \sigma_s(\text{He}^4) \approx 1$ бн. Это означает, что коэффициент прохождения нейтронами слоя 5 % раствора He^3 в He^4 толщиной $x = 1$ см при $T \approx 2^\circ \text{K}$, $\rho_{\text{He}^4}(2^\circ \text{K}) \approx 0.146 \text{ г.см}^{-3}$ равен:

$$K = \exp(-n \cdot \sigma_{abs} x) \approx 0.11 \quad (8)$$

Следовательно, интенсивность пучка при проведении эксперимента желательно увеличить, по крайней мере, на порядок, если

времени изменения и счет в "гелиевом" пике оставить прежними.

Вторая проблема, с которой приходится сталкиваться в нейтронных экспериментах с растворами $\text{He}^3\text{-He}^4$, - это разогрев за счет реакции



Следовательно, при интенсивности пучка нейтронов, использовавшемся в^{4/}, т.е. $\sim 2 \cdot 10^2 \frac{\text{нейтрон}}{\text{сек. см}^2}$ в 1 см^3 5 % раствора He^3 в He^4 будет выделяться тепла

$$Q = 2.9 \cdot 10^{-11} \frac{\text{кал}}{\text{сек. см}^3}$$

(9)

Как показали эксперименты по рассеянию нейтронов, даже в случае чистого He^4 проблема отвода тепла Q (9) в настоящее время может быть успешно решена^{12/}. Таким образом, предлагаемый эксперимент реально осуществим и может дать надёжную верхнюю оценку для процентного содержания б.к. в He^3 , не зависящую от модельных предположений.

Мы благодарны К. Парлиньскому и Б. Козлову за обсуждение вопросов, затронутых в настоящей работе.

Литература:

- I. R. Cowley, A.L. Woods. Phys. Rev. Lett., 21, 787 (1968).
2. O.K. Harling. Phys. Rev., 3, 1073 (1973).
3. H.A. Mook, R. Scherr, M.K. Wilkinson. Phys. Rev. A, 5, 2268 (1972).
4. Л. Александров, В.А. Загребнов, Ж.А. Козлов, В.А. Парфенов, В.Б. Приезжев. ЭТФ, 68, 1625 (1975)
5. P.C. Hohenberg, P.M. Platzman. Phys. Rev., 152, 198 (1968).
6. K. Parlinski. Report N 862/PS Inst. Fiz. Jagrowej, Krakow (1974).
7. H.W. Jackson. Phys. Rev., 110, 278 (1974).
8. Б.Н. Есельсон, В.Н. Григорьев и др. Растворы квантовых жидкостей He^3 - He^4 , М., Наука, 1973.
9. W.L. McMillan. Phys. Rev., 138, A442 (1965).
10. Н.Н. Боголюбов, Избранные труды, том. III, Киев, Наукова Думка, 1971.
11. H.A. Gersch, Ph. N. Smith. Phys. Rev., 44, 281 (1971).
12. R.Scherr, W.G. Stirling, A.O. Woods, R.A. Cowley G.Scottd. Journ. of Phys., C., 7, L341 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1976 года.