

ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ГЕЛИЯ II И ДЛИНА ЭКСТРАПОЛЯЦИИ ДЛЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА

А.А. Собынин, А.А. Стратонников

Показано, что данные о температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения жидкого ^4He в области вблизи и ниже λ -точки позволяют получить количественную информацию о длине экстраполяции l , фигурирующей в условии $ld\Psi/dz = \Psi$ для макроскопической волновой функции $\Psi = \sqrt{n_s} e^{i\varphi}$ на границах гелия II. При этом в случае границы раздела между гелием II и паром $l = 22,5 \pm 2 \text{ \AA}$, а в случае границы между жидким и твердым гелием $l \gtrsim 5 \text{ \AA}$.

Ниже λ -точки поверхностное натяжение жидкого ^4He содержит $1-3$ дополнительный вклад σ_Ψ , обусловленный неоднородностью распределения вблизи границы параметра порядка – макроскопической волновой функции $\Psi = \sqrt{n_s} e^{i\varphi}$. Недавние эксперименты $^{4-8}$ позволили выделить вклад $\sigma_\Psi \equiv \sigma_{II}(T) - \sigma_I(T)$ и исследовать его температурную зависимость в области как вблизи, так и вдали от λ -точки. При этом выяснилось, что в непосредственной близости к T_λ экспериментальные результаты $^{4, 5, 8}$ согласуются с теорией 2 . Однако уже при $t = (T_\lambda - T)/T_\lambda \gtrsim 10^{-2}$ наблюдаются отклонения от предсказанной в 2 зависимости $\sigma_\Psi \sim t^{4/3}$, а при низких температурах вклад σ_Ψ оказывается 7 на порядок меньше, чем это следует из простейшей теоретической оценки $^{1-3}$

$$\sigma_\Psi = \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{m} \frac{n_{se}(T)}{\xi(T)}. \quad (1)$$

Здесь $n_{se}(T) = \rho_{se}(T)/m$ – равновесная концентрация сверхтекучей части в толще гелия II, m – масса атома ^4He , а $\xi(T) \equiv \xi_-(T)$ – длина корреляции параметра порядка при $T < T_\lambda$ (вблизи λ -точки $\xi_- = \xi_+/\sqrt{2} = \xi_0 t^{-2/3}$, $\rho_{se} = \rho_{s0} t^{2/3}$ и $\sigma_\Psi = \sigma_0 t^{4/3}$, где $\xi_0 = 1,15 \text{ \AA}$, $\rho_{s0} = 0,35 \text{ г/см}^3$ и $\sigma_0 = 0,254 \text{ эрг/см}^2$; см. 3).

Расхождения с экспериментальными данными в области низких температур можно уменьшить, заменив, как это было предложено в 9 , в формуле (1) величину $n_{se}(T)$ на $n_0(T)$ – концентрацию частиц в конденсате. Однако при этом получаются нереалистически большие значения n_0 в области вблизи λ -точки 8 . Кроме того, и при низких температурах наблюдаемый 7 ход разности $\sigma_\Psi(0) - \sigma_\Psi(T)$ отражает скорее не температурную зависимость концентрации конденсата $n_0(0) - n_0(T) \sim T^2$, а температурный ход плотности сверхтекучей части $\rho_{se}(0) - \rho_{se}(T) \simeq \rho_{ne}(T) \sim T^4$. Наконец, замена n_s на n_0 в (1) представляется плохо обоснованной и с теоретической точки зрения по крайней мере вблизи T_λ . Дело в том, что при замене $\Psi \rightarrow \tilde{\Psi} = \sqrt{n_0} e^{i\varphi}$, т. е. при изменении нормировки Ψ необходимо также

перенормировать коэффициент перед градиентным членом в плотности термодинамического потенциала $(\hbar^2/2m) \rightarrow (\hbar^2/2m^*)$, где $m^* = mn_0/n_{se}$, поскольку в противном случае часть этого члена, зависящая от фазы φ , перестала бы иметь смысл плотности кинетической энергии сверхтекучего движения. В результате, формула (1) оказывается не зависящей от способа нормировки Ψ , что не было учтено в работе ⁹.

В настоящем сообщении будет показано, что расхождения теории с экспериментальными данными можно полностью устранить, если отказаться от условия $\Psi = 0$ на границе, используемого при выводе (1), и заменить его более общим граничным условием

$$d\Psi/dz = l^{-1}\Psi, \quad (2)$$

где координата z отсчитывается от свободной поверхности вглубь HeII, а l — некоторая феноменологическая длина называемая часто "длиной экстраполяции".

На необходимость использования граничного условия (2) при удалении от T_λ уже указывалось ранее ^{2, 3, 6}. Однако появившиеся в последнее время новые данные ^{7, 8} и попытки ⁷⁻⁹ их интерпретации на основе температурной зависимости плотности числа частиц в конденсате делают актуальным новое и более полное рассмотрение.

С учетом (2) выражение (1) для σ_Ψ модифицируется следующим образом ³:

$$\sigma_\Psi \equiv \sigma_{II} - \sigma_I = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{n_{se}(T)}{\xi(T)} \left\{ \int_{\psi_0}^1 (1 - \psi^2) \sqrt{1 + \nu_0^2 \psi^2} d\psi + \frac{\xi(T)}{l} \psi_0^2 \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\psi = |\Psi|/\sqrt{n_{se}(T)}$, $\nu_0^2 = 2M/(M+3)$, $M > 0$ — параметр теории ³, а ψ_0 — значение функции ψ на границе, определяемое из условия (2) или, что то же самое, из условия минимума σ_Ψ по ψ_0 :

$$\frac{\partial \sigma_\Psi}{\partial \psi_0} \sim \left[2 \frac{\xi(T)}{l} \psi_0 - (1 - \psi_0^2) \sqrt{1 + \nu_0^2 \psi_0^2} \right] = 0. \quad (4)$$

Из (4) следует, что вблизи T_λ , где $\xi(T) \gg l$, значение $\psi_0 \approx l/2\xi(T) \ll 1$, и выражение (3) переходит, как это и должно быть, в (1) с добавлением в правую часть (1) множителя $K(\nu_0) \approx 1 + 0,1\nu_0^2$, учитывающего слабую зависимость σ_Ψ от ν_0 .

Напротив, вдали от T_λ , когда $\xi(T) \ll l$, значение ψ_0 на границе приближается к значению $\psi = 1$ в толще HeII. При этом основной вклад в (3) вносит второе "чисто поверхностное" слагаемое и

$$\sigma_\Psi = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{n_{se}(T)}{l}. \quad (5)$$

Выражение (5) отличается от (1) заменой ξ на значительно большую длину l . С этим и связана, как мы полагаем, относительная малость вклада σ_Ψ при низких температурах, а также пропорциональность разности $\sigma_\Psi(0) - \sigma_\Psi(T)$ плотности нормальной части. Согласно данным ⁷ $\sigma_\Psi(0) \approx 20$ мэрг/см²; откуда и из (5) следует, что при низких температурах $l = 9,1 \text{ \AA}$.

Основная особенность экспериментальных результатов вблизи T_λ состоит в почти линейной зависимости $\sigma_\Psi(t)$ на участке между $t \approx 5 \cdot 10^{-2}$ и $t \approx 5 \cdot 10^{-3}$ (рис. 1) и в наличии ярко выраженного максимума поверхностной энтропии $S_{пов} = -d\sigma/dT$ при $t \approx 10^{-2}$ (рис. 2). Обе эти особенности легко объяснить переходом при $t \approx 10^{-2}$ от зависимости (5) к зависимости (1). Действительно, поскольку $n_s(T)$ является вогнутой, а $n_s(T)/\xi(T) \sim n_s^2(T)$ — выпуклой функцией температуры, то кривая $\sigma_\Psi(T)$ должна иметь точку перегиба при $\xi(T) \sim l$, т. е. как раз при $t \approx (\xi_0/l)^{3/2} \approx -10^{-2}$. Высота максимума $S_{пов}$ вблизи T_λ связана с длиной l соотношением:

$$S_{\Psi, \max} = - \left(\frac{d\sigma_\Psi}{dT} \right)_{\max} = \frac{\sigma_0}{T_\lambda} \left(\frac{\xi_0}{l} \right)^{1/2} F(M),$$

где $F(0) = 1,03$ и $F(1) = 1,09$.

Наилучшее описание экспериментальных данных вблизи T_λ (рис. 1) достигается при следующих значениях параметров

$$l = (22,5 \pm 2) \text{ \AA}, \quad M = 0,5 \pm 0,3.$$

Хорошее согласие с опытом во всей области температур ниже T_λ можно получить при использовании тех же значений l и M и при добавлении в (3) слагаемого $b[\xi(T)n_{se}(T)/l]\psi_0^4$, или просто при использовании следующей температурной зависимости длины l :

$$l = l(T_\lambda)/(1 + bn_{se}(T)/n_{se}(0)) \quad \text{с } b \approx 1 \quad (\text{рис. 2}).$$

Остаточный немонотонный ход поверхностной энтропии вблизи T_λ за вычетом вклада S_Ψ (кривая 2 на рис. 2) можно приписать неучитываемому в теории ³ вкладу длинноволновых флуктуаций ¹⁰ или немонотонности температурной зависимости вклада в $S_{\text{пов}}$ от профиля полной плотности ⁴.

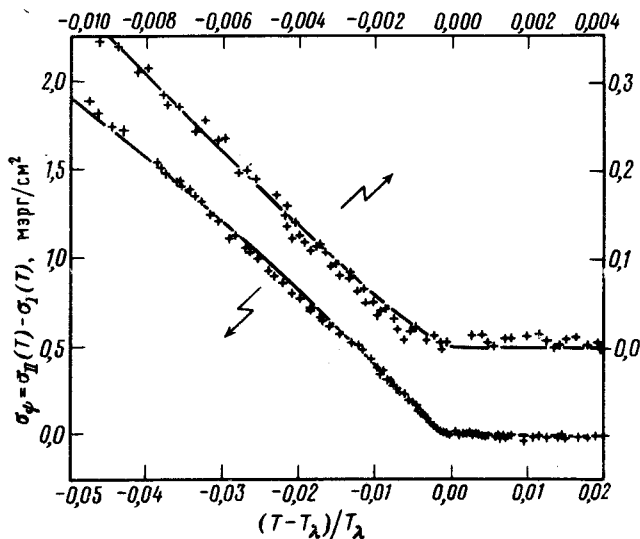


Рис. 1. Температурная зависимость разности коэффициентов поверхностного натяжения гелия II и гелия I вблизи λ -точки. Сплошные кривые — расчет по формулам (3) и (4) с $l = 22,5 \text{ \AA}$ и $M = 0,5$, (+) — экспериментальные данные ⁸

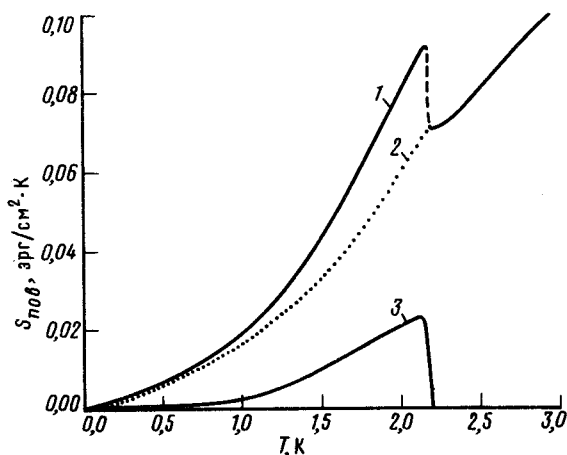


Рис. 2. Температурная зависимость поверхностной энтропии $S_{\text{пов}}$ жидкого ⁴He ниже и вблизи λ -точки. 1 — сглаженная экспериментальная кривая ⁷; 2 — та же кривая, но за вычетом вклада S_Ψ , рассчитанного по формулам (3), (4) с $M = 0,5$, $l(T_\lambda) = 22,5 \text{ \AA}$, $b = 1$; 3 — вклад S_Ψ

На величину параметра l может, в принципе, оказывать влияние присутствие примесей ³He. Кроме того, условие (2) с также, вообще говоря, другими значениями l можно использовать для границы HeII — твердое тело. При этом из имеющихся, пока еще недостаточно полных, экспериментальных данных ¹¹ вытекает, что в случае границы HeII — твердый ⁴He длина $l \gtrsim 5 \text{ \AA}$.

Отличие параметра l от нуля важно учитывать при расчетах смещения λ -точки и других размерных эффектов в пленках и слоях гелия с толщиной $d \lesssim l$. Заметим, наконец, что

аналогичный подход можно использовать для анализа температурной зависимости поверхностных термодинамических величин в случае любых фазовых переходов второго рода, например, в случае переходов в сверхтекучее состояние в жидком ^3He или в случае переходов из изотропной в жидкокристаллические фазы

Авторы благодарят В.Л.Гинзбурга и Л.П.Питаевского за обсуждение работы и ряд ценных замечаний.

Литература

1. Гинзбург В.Л., Питаевский Л.П. ЖЭТФ, 1958, **34**, 120.
2. Собянин А.А. ЖЭТФ, 1971, **61**, 433.
3. Гинзбург В.Л., Собянин А.А. УФН, 1976, **120**, 153; J. Low Temp. Phys., 1982, **49**, 507.
4. Magerlein J.H., Sanders T.M. Phys. Rev. Lett., 1976, **36**, 258.
5. Eckardt J.R., Edwards D.O., Shen S.Y., Gasparini F.M. Phys. Rev., 1977, **B16**, 1944.
6. Гамцемлидзе Г.А., Мирзоева М.И., Цава Д.Н., Шарикадзе Л.А., Шония Г.К. Кн.: Материалы 22-го Всесоюзного совещания по физике низких температур, Кишинев, 1982, ч. 3, с. 239.
7. Iino M., Suzuki M., Ikushima A.J. J. Low Temp. Phys., 1985, **61**, 155.
8. Suzuki M., Iino M., Ikushima A.J. J. Low Temp. Phys., 1986, **63**, 129.
9. Campbell L.J. Phys. Rev., 1983, **B27**, 1913; in: Quantum Fluids and Solids – 1983, AIP Conference Proceedings №103 (American Institute of Physics, New York, 1983), p. 403.
10. Hohenberg P.C. J. Low Temp. Phys., 1973, **13**, 433.
11. Gallet F., Wolf P.E., Balibar S. Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 2253.

Поступила в редакцию
4 февраля 1987 г.
После переработки
26 марта 1987 г.