

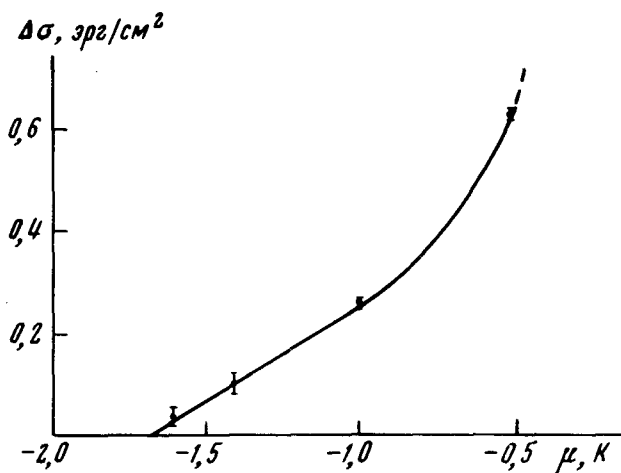
**ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ГАЗ-ЖИДКОСТЬ
В СИСТЕМЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРИМЕСЕЙ ^3He
В СВЕРХТЕКУЧИХ РАСТВОРАХ**

А. Ф. Андреев, Д. А. Компанеец

Показано, что на свободной поверхности растворов He^3 в гелии II должен наблюдаться фазовый переход первого рода, обусловленный конденсацией поверхностных примесей и сопровождающийся изломом на кривой зависимости поверхностного натяжения от температуры.

На свободной поверхности растворов He^3 в He^4 существуют поверхностные примесные уровни He^3 [1 — 4]. В области высоких температур примеси должны вести себя как классический двухмерный идеальный газ, что подтверждается экспериментами Зиновьевой и Болдарева [2]. В области низких температур, как показано Эдвардсом и др. [3] поверхностные примеси обнаруживают ферми-жидкостное поведение.

Авторы работы [3] обрабатывали свои данные, предполагая, что при низких температурах система ведет себя как разреженный ферми-газ. Основанием для такого предположения является тот факт, что экспериментальная зависимость вклада примесей в поверхностное натяжение при $T \rightarrow 0$ квадратично зависит от химического потенциала, что характерно для разреженного ферми-газа. При этом получается, что температурная зависимость поверхностного натяжения даже при температурах, значительно превосходящих температуру вырождения разреженного газа, оказывается такой же, как в сильно вырожденной ферми-системе.



Этот факт можно объяснить тем, что в действительности при низких температурах поверхностные примеси образуют плотную двухмерную жидкость, а не разреженный газ. В этом случае зависимость примесной части поверхностного натяжения $\Delta\sigma$ от химического потенциала μ при $T \rightarrow 0$ должна быть линейной, поскольку производная $\partial(\Delta\sigma)/\partial\mu$ представляет собой поверхностную плотность примесей, которая в жидкости всегда конечна. Как видно из рис. 1, экспериментальные данные Эдвардса и др. при не слишком больших $\Delta\sigma$ хорошо укладываются также и на линейную зависимость. Отсюда определяется химический потенциал жидкости $\mu_0 = -1,7^\circ\text{K}$ при $\Delta\sigma = 0$ и $T = 0$, а также ее поверхностная плотность $N_s \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Из экспериментов же Зиновьевой и Болдарева известна минимальная энергия $\epsilon_0 = -1,7 \pm 0,2^\circ\text{K}$ одной примеси на поверхности. Поскольку ϵ_0 и μ_0 во всяком случае мало отличаются (для их совпадения нет никаких оснований), а химический потенциал ферми-газа при $T = 0$ всегда больше ϵ_0 , при некоторой конечной температуре должен происходить фазовый переход первого рода из двухмерного газа в двухмерную жидкость, сопровождающийся скачкообразным изменением поверхностной плотности примесей.

Если концентрация раствора такова, что температура конденсации $T_c \gg |\mu_0 - \epsilon_0|$, то при вычислении T_c можно положить $\mu_0 - \epsilon_0 = 0$. При этом химический потенциал газа равен:

$$\mu_\Gamma = \epsilon_0 + \frac{\pi\hbar^2}{m} n_s (1 + V) - T \ln \left(1 - e^{-\frac{\pi\hbar^2}{mT} n_s} \right),$$

где n_s — поверхностная плотность газа примесей, m — их эффективная масса, V — безразмерная постоянная, характеризующая взаимодействие примесей между собой. Тот факт, что взаимодействие в двухмерном ферми-газе существенно даже при малой плотности, был отмечен в работе [3]. Химический же потенциал жидкости ввиду ее малой сжимаемости и высокой температуры вырождения можно положить равным μ_0 . Из условия равенства химических потенциалов находим связь

температуры конденсации с плотностью газа: $T_c = \frac{\pi \hbar^2}{m\lambda} n_s$, где λ — постоянная порядка единицы, связанная с V соотношением $e^\lambda - e^{-\lambda V} = 1$. Зависимость T_c от плотности частиц примеси в объеме n находим, приравняв ϵ_0 и химический потенциал примесей в объеме:

$$n = 2 \left(\frac{MT_c}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\epsilon_0/T_c}$$

где M — эффективная масса объемных примесей.

В точке $T = T_c(n)$ кривая зависимости поверхностного натяжения от температуры при фиксированном n непрерывна, но имеется скачок производной $\partial\sigma/\partial T$, связанный со скачком поверхностной плотности $N_s - n_s$ соотношением:

$$\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T} \right)_{T_c-0} - \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T} \right)_{T_c+0} = (N_s - n_s) \frac{(\partial\mu/\partial n)_T}{\partial T_c/\partial n} = - (N_s - n_s) \frac{\epsilon_0}{T_c}.$$

В случае, когда отношение объема жидкости к площади свободной поверхности бесконечно, при $T > T_c$ вся поверхность покрыта газовой фазой, а при $T < T_c$ — жидкой. Области расслоения на фазы не существует. Эта область появляется, если указанное отношение конечно. Ширина ΔT температурного интервала вблизи T_c , в котором на поверхности слоя жидкости толщины z сосуществуют две поверхностные фазы при больших z определяется формулой:

$$\frac{\Delta T}{T_c} = - \frac{N_s - n_s}{zn} \frac{T_c}{\epsilon_0}.$$

Производная $\partial\sigma/\partial T$ при конечных z непрерывна.

Для того, чтобы обнаружить поверхностную конденсацию в экспериментах по измерению поверхностного натяжения необходима точность, достаточная для обнаружения излома на кривой $\sigma(T)$. Отметим в связи с этим, что значительно более ярко выраженная особенность должна наблюдаться в температурной зависимости скорости поверхностного второго звука [4], которая должна иметь большой скачок в точке конденсации.

Выражаем благодарность И.М.Лифшицу за обсуждение работы и ценные замечания.

Литература

- [1] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, 50, 1415, 1966.
 - [2] К.Н.Зиновьева, С.Т.Болдарев. ЖЭТФ, 56, 1089, 1969.
 - [3] Н.М.Guo, D.O.Edwards, R.E.Sarwinski, I.T.Tough. Phys. Rev. Lett., 27, 1259, 1971.
 - [4] А.Ф.Андреев, Д.А.Компанец. ЖЭТФ, 61, 1459, 1971.
-