

## ОСОБЕННОСТИ ДИАГРАММЫ СОСТОЯНИЯ СМЕСИ $\text{He}^3 - \text{He}^4$ КАК СЛЕДСТВИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

*А. Т. Берестов, А. В. Воронель, М. Ш. Гиперман*

Диаграмма состояния смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$  имеет область расслоения на две жидкые фазы, причем фаза с низкой концентрацией  $\text{He}^3$  остается сверхтекучей [1–4]. Кривая сосуществования жидких фаз в координатах  $T - X$  имеет, согласно последним экспериментам [4], совершенно своеобразный вид (рисунок), побудивший нескольких авторов к построению специфических теорий этого явления [5, 6].

Мы покажем, что вид кривой сосуществования этой смеси в условиях эксперимента [4] определяется гидростатическим эффектом, т. е. неоднородностью концентрации, вызванной полем силы тяжести [7, 8], и является поэтому функцией от условий опыта. Этим объясняются расхождения данных различных авторов [1–4] и связанная с этим полемика.

Убедимся, прежде всего, что параметры, определяющие интервал действия гидростатического эффекта вблизи критической точки смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$  значительно больше, чем в других смесях. В работах [7, 8] такие параметры вычислялись на основе классической теории критических явлений, однако пересчет их на скейлинговые индексы почти не оказывается на результатах.

Как следует из [8], влияние гидростатического эффекта проявляется в окрестности критической точки  $(T - T_K)/T_K < t_0 \sim (mgH/RT_K)^{2/3}$  или, при  $T = T_K$ , в окрестности критической концентрации  $(X - X_K)/X_K < x_0 \sim (mgH/RT_K)^{1/3}$ . Для обычных смесей  $T_K \sim 10^2 \text{ K}$  и  $t_0$  и  $x_0$  достаточно малы, а для смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$ , где  $T_K \approx 0,86 \text{ K}$ , почти вся область измерений попадает в зону действия гидростатического эффекта.

В случае применимости скейлинг-теории [9] уравнение состояния смеси при наличии поля силы тяжести имеет следующий вид:

$$\Delta\mu + mgH \equiv x^\delta f(z) + mgH = 0, \quad (1)$$

где  $\mu$  – химический потенциал смеси,  $z = t/x^{1/\beta}$ ,  $t = (T - T_K)/T_K$ ,  $x = (X - X_K)/X_K$ , высота  $H$  отсчитывается от уровня критической концентрации. Асимптотики функции  $f(z)$  хорошо известны [9].

При  $z \rightarrow \infty$ , т. е. для  $T > T_K$  вблизи критической концентрации:

$$x \sim \frac{h}{t^\gamma}, \quad t > t_0 \sim h^{1/\beta\delta} (h = mgH/RT_K), \quad (2)$$

что соответствует области 1 на рисунке.

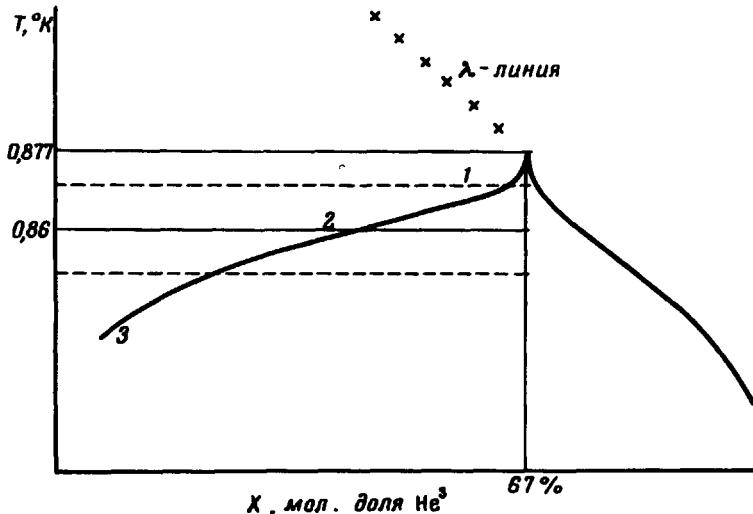
Вблизи кривой сосуществования, т. е. для  $T < T_K$  при  $|t| > t_0$ ,  $x \sim t^\beta$ , что дает продолжение кривой сосуществования в область 3 рисунка.

Наконец, в непосредственной близости от критической точки, по обе стороны от нее ( $|t| < t_0$ ), где разложение функции  $f(z)$

имеет вид  $f(z) = f_0 + f_1 z + \dots$ , получаем из (1):

$$x = \pm \left( \frac{|h|}{f_0} \right)^{1/\delta} \left[ 1 - \frac{f_1 t}{\delta f_0 (|h|/f_0)^{1/\beta \delta}} \right], \quad (3)$$

что соответствует области 2 на рисунке.



Для сравнения с экспериментом, удобно ввести три безразмерных параметра:  $\Delta_x$  – ширина двухфазной области при  $T = T_K$ ,  $dx/dt$  – наклон линейного участка в области 2 и  $t_o$  – границу этого участка. Очевидное соотношение между этими величинами:  $(dx/dt)_{t_o} = \Delta_x$  является условием для выбора критических параметров смеси. Из рисунка видна асимметрия кривой сосуществования, которая, по-видимому, является общим фактом для критических явлений, а в случае смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$  эта асимметрия усугубляется тем, что левая ветвь кривой сосуществования сверхтекучая, т. е. возникающие в ней градиенты температуры рассасываются гораздо быстрее, чем в не-сверхтекучей фазе<sup>1)</sup>.

Имея это в виду, будем проводить сравнение с экспериментом [4] для левой ветви кривой сосуществования, откуда следует  $\Delta_x = (2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$ ,  $t_o = (0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ ,  $dx/dt = 2,4 \pm 0,2$ . При этом  $X_K = 67\%$ , а  $T_K = 0,86^\circ\text{K}$ , причем критическая температура не лежит в вершине кривой на рисунке, как это обычно полагают.

Область 1, примыкающая к вершине, является "далекой" от критической точки ( $t > t_o$ ) и кривая сосуществования в этой области описывается формулой (2). Общий характер экспериментальной кривой правильно передается этой формулой, но для извлечения значения критического индекса  $\gamma$  нехватает экспериментальных данных.

<sup>1)</sup> Следует заметить, что уже стабильного градиента  $\sim 10^{-5} \text{ град/см}$  может оказаться достаточно для создания заметной асимметрии.

Заметим, что влияние гидростатического эффекта на кривую сосуществования в эксперименте [4] проявляется ярче, чем в других работах из-за конструкции установки: концентрация смеси определялась независимо на двух фиксированных уровнях, отстоящих друг от друга на расстоянии  $\sim 4 \text{ см}$ . В других случаях [1 – 3] концентрация определяется как среднее по высоте сосуда, что приводит к уменьшению, по крайней мере в несколько раз, характерных параметров  $\Delta_x$ ,  $t_o$ ,  $(dx/dt)^{-1}$  и экспериментальные кривые сосуществования оказываются более слаженными и более похожими на кривые сосуществования других смесей.

В работе [4] приведен рисунок (см. рис. 3 в [4]), позволяющий судить о том, насколько отличается температура, при которой мениск находится на уровне датчика сопротивления ( $H_1 = 0,8 \text{ см}$ ) от температуры, которая соответствует расположению мениска на уровне датчика емкости ( $H_2 = 2 \pm 0,5 \text{ см}$ ). Для приведенных в [4] условий опыта  $x = 2,4 \cdot 10^{-2}$  и  $(H_2 - H_1)/H_m = 0,3 \pm 0,1$  оказалось, что  $\Delta t = (1 \div 1,2) \cdot 10^{-2}$ . Закон движения мениска при изменении температуры изучался в работе [10], согласно которой

$$\frac{H_2 - H_1}{H_m} = \frac{\bar{x} \Delta t}{2(\Delta_x)^2} \cdot \frac{2 - \alpha}{1 - \alpha} \cdot \frac{dx}{dt} \left[ 1 + \frac{2 - \alpha}{1 - \alpha} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta_x} \cdot \frac{dx}{dt} \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $H_m$  – высота сосуда,  $\bar{x}$  – средняя концентрация  $\text{He}^3$  в сосуде,  $\alpha$  – индекс, определяющий особенность теплоемкости в критической точке. Подставляя в (4) значения параметров  $\bar{x}$ ,  $dx/dt$ ,  $\Delta_x$ , а также  $\alpha \approx 0$ , получаем хорошее согласие формулы (4) с экспериментом, что является независимой проверкой влияния гидростатического эффекта на свойства смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$ .

Существует еще одна возможность оценить влияние гидростатического эффекта – по измерению скачка теплоемкости  $\Delta C_{PX}$  при пересечении кривой сосуществования. Расчет показывает [11], что при наличии гидростатического эффекта  $\Delta C_{PX}$  уменьшается при приближении к критической точке, а в интервале концентраций  $|X - X_K| < \Delta_x X_K$ , равном для смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4 1,1 \cdot 10^{-2} H_m^{1/3}$ , должен обращаться в нуль. Существующие экспериментальные данные, приведенные в работе [12] лишь на мелкомасштабном графике, по-видимому, не противоречат предсказаниям теории, однако их недостаточно для количественных выводов.

Упомянем в заключение о некоторой специфичности смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$ . Малость критической температуры  $T_K \approx 0,86^\circ\text{K}$  – самой низкой из всех изученных критических точек – связана с малостью характеристического энергетического параметра  $\epsilon_{11} + \epsilon_{22} - 2\epsilon_{12}$ , где  $\epsilon_{11}$  и  $\epsilon_{22}$  – энергии взаимодействия атомов одного сорта, а  $\epsilon_{12}$  – разных сортов. Именно такого типа критические точки рассматривались в работе [13] в рамках модельных двумерных теорий, как пример суперпозиции особенностей при  $T = 0$  и  $T = T_K$ . Одним из выводов [13] являлось возможное сужение области применимости скейлинговых соотношений до экспоненциально узкой области. Возможно, что в смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$

имеет место такая же ситуация и критические индексы могут оказаться необычными.

Здесь мы не рассматривали  $\lambda$ -кривую смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$ , которая начинается в чистом  $\text{He}^4$  и заканчивается на кривой сосуществования смеси  $\text{He}^3 - \text{He}^4$ ; быть может, в критической точке. Теория самосогласованного поля неприменима в непосредственной окрестности  $\lambda$ -точки, связанной, по крайней мере в чистом  $\text{He}^4$ , с температурой перехода следующим соотношением [14, 15]:  $T - T_K / T_K < t_1 \sim T_K^3$ . Если считать, что такой же вывод верен для всей  $\lambda$ -кривой, то в конце этой кривой область применимости теории самосогласованного поля примерно на полтора порядка больше, чем в чистом  $\text{He}^4$ . Таким образом, весьма вероятно, что именно смесь  $\text{He}^3 - \text{He}^4$  имеет достаточно широкую область применимости теории самосогласованного поля.

Авторы благодарны М.А.Анисимову за полезное обсуждение затронутых в работе вопросов.

Всесоюзный  
научно-исследовательский  
институт физико-технических  
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию  
15 декабря 1972 г.

## Литература

- [1] T.R.Roberts, S.G.Sydoriak. Phys. Rev., **106**, 175, 1957; Phys. Fluids, **3**, вып. 6, 1960.
- [2] К.Н.Зиновьева, В.П.Пешков. ЖЭТФ, **37**, 33, 1959.
- [3] Б.Н.Есельсон, Н.Г.Березняк, М.И.Каганов. ДАН СССР, **III**, 568, 1956.
- [4] E.H.Graf, D.M.Lee, J.Kerppu. Phys. Rev. Lett., **19**, 417, 1967.
- [5] I.M.I.van Leeuwen, E.G.D.Cohen. Phys. Rev., **176**, 385, 1968.
- [6] R.B.Griffits. Phys. Rev. Lett., **24**, 715, 1970.
- [6] А.В.Воронель, М.Ш.Гитерман. ЖЭТФ, **48**, 1432, 1965.
- [8] М.Ш.Гитерман, С.П.Малышенко. ЖЭТФ, **53**, 2079, 1967.
- [9] L.Kadanoff et al. Rev. Mod. Phys., **39**, 395, 1967.
- [10] А.Т.Берестов, М.Ш.Гитерман, С.П.Малышенко. ЖЭТФ, **56**, 642, 1969.
- [11] А.Т.Берестов, С.П.Малышенко. ЖЭТФ, **58**, 2090, 1970.
- [12] T.A.Alvesalo et al. Proc of LT-12 (Kyoto, Japan, 1970).
- [13] В.Г.Вакс, Б.Т.Гейликман. ЖЭТФ, **60**, 330, 1971.
- [14] В.Л.Гинзбург. ФТТ, **2**, 2031, 1960.
- [15] В.Г.Вакс, А.И.Ларкин, С.А.Пикин. ЖЭТФ, **51**, 361, 1966.