

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Продолжение λ -кривой ^4He в область метастабильного состояния жидкого гелия

В.П. Скрипов

Рассмотрено возможное продолжение (λ') λ -кривой жидкостного гелия за T, p -линию кипения, т.е. в область метастабильного состояния жидкости. Показана связь наклона λ -кривой, dp/dT_λ , со знаком коэффициента термического расширения α_p жидкого гелия. Анализ экспериментальных данных для α_p при использовании термодинамических уравнений связи указывает на смену знака производной dp/dT_λ в метастабильной области. Это сближает форму λ' -продолжения с линией бозе-конденсации идеального газа ^4He , сдвинутой по давлению. Производ в положении λ' -кривой ограничен спинопольно растянутого жидкого гелия.

PACS numbers: 67.40. - w, 67.40.Kh, 67.90. + z

Равновесная диаграмма состояния ^4He в координатах T, p показана на рис. 1. На ней λ -кривая перехода $\text{HeI} - \text{HeII}$ упирается вверху в линию плавления ^4He , а внизу — в линию равновесия жидкости и пара (линия кипения). Но обе эти линии не являются физическим пределом для λ -перехода. Представляет интерес рассмотреть возможность расширения области фазового перехода $\text{HeI} - \text{HeII}$ на метастабильные состояния жидкого гелия, расположенные соответственно выше линии плавления и ниже линии кипения на рис. 1.

Перегрев и переохлаждение жидкости изучались для веществ различной природы [1–3]. Хорошо определенная метастабильность предполагает квазиравновесную систему, которая прорелаксировала во всех отношениях, кроме образования в ней зародышей новой фазы, более устойчивой при заданных внешних условиях. Среднее время жизни системы $\langle \tau \rangle$ в метастабильном состоянии известным образом зависит от температуры, давления и объема образца V . Проведенные в разных лабораториях опыты подтверждают справедливость теории гомогенной нуклеации Фольмера–Зельдовича [4, 5]. По ней можно рассчитывать скорость возникновения спонтанных зародышей $J = J(T, p)$, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-3}$, или среднее время жизни $\langle \tau \rangle$. В простом случае имеем следующую связь между ними: $\langle \tau \rangle = (JV)^{-1}$. В отношении термодинамических свойств метастабильная система может не отличаться от стабильной, если характерное время опыта

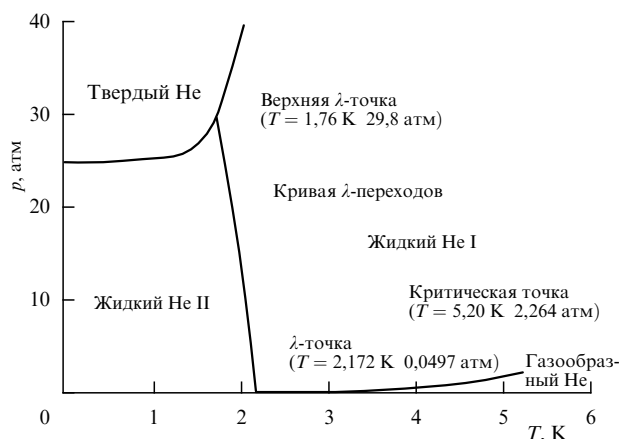


Рис. 1. Фазовая диаграмма ^4He .

t_{exp} удовлетворяет неравенствам

$$\{t_i\} < t_{\text{exp}} < \langle \tau \rangle, \tag{1}$$

где t_i — время релаксации системы по i -му признаку (температура, давление и т.д.). Соотношения (1) служат условием хорошо определенной (чистой) метастабильности. (Пример алмаза является впечатляющей иллюстрацией чистой метастабильности.)

Применительно к предмету данного сообщения можно сказать, что линия λ -перехода в ^4He имеет продолжение за линию кипения в область метастабильного состояния жидкого гелия. Тогда возникает вопрос о характере этого продолжения в зависимости от глубины вторжения.

На обычной фазовой диаграмме (см. рис. 1) область перехода $\text{HeI} - \text{HeII}$ оказывается открытой снизу, что вызывает сомнение в полноте теоретических представлений об этом фазовом переходе.

В.П. Скрипов. Институт теплофизики УрО РАН, 620219 ГСП-828 Екатеринбург, ул. Первомайская 91, Российская Федерация
Тел. (3432) 49-35-78
Факс (3432) 74-54-50
E-mail: skripov@itp.e-burg.su

Статья поступила 1 декабря 1999 г.

Сразу же отметим, что в опытах наблюдались как жидкий гелий в перегретом (растянутом) состоянии [6–9], так и λ -переход в этом состоянии [10, 11]. Поэтому для постановки сформулированной проблемы есть не только теоретические соображения, но и экспериментальные основания¹.

В работах [10, 11] экспериментальная ячейка с жидким гелием имела объем 0,72 см³ и 0,67 см³ соответственно и была снабжена нагревателем и термометром сопротивления. Ячейка соединялась стеклянным капилляром с большой ванной с HeII, давление в ванне поддерживалось на заданном уровне. Аппаратура [11] позволяла визуально следить за образцом. При включенном нагревателе записывали термограмму. Когда происходил λ -переход HeII \rightarrow HeI, крутизна подъема температуры при заданной мощности нагревателя резко увеличивалась вследствие сильного снижения переноса гелия через капилляр. Фазовый переход HeII \rightarrow HeI четко фиксировался по излому на термограмме. Обе фазы были метастабильны, если давление поддерживалось ниже точки пересечения λ -кривой с линией насыщения. В этом случае реализовывалась следующая последовательность изменения фазовых состояний: HeII \rightarrow перегретый HeII \rightarrow перегретый HeI \rightarrow вскипание. Появление и рост пузырьков пара в образце вызывал резкое снижение температуры. На рисунке 2 показаны данные работы [11] в интервале давления от 650 до 3,8 мм рт.ст. Видно, что на этом интервале λ -линия продолжается в область метастабильных состояний жидкости без какой-либо особенности при пересечении кривой равновесия жид-

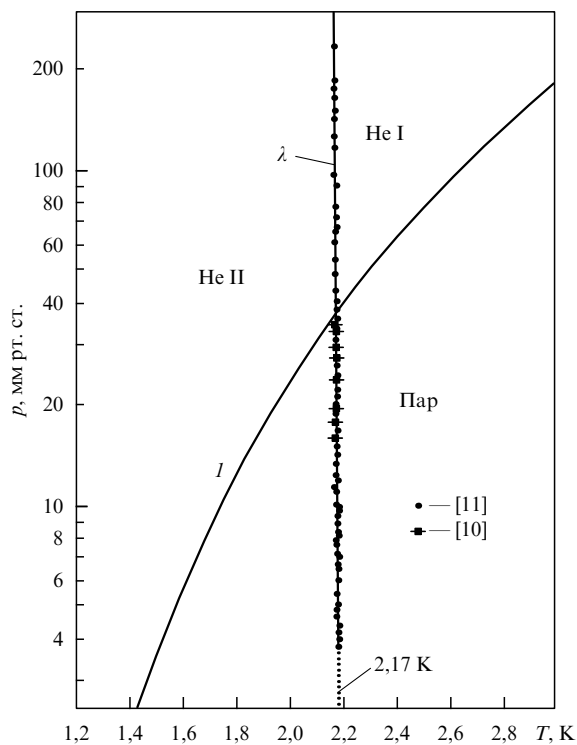


Рис. 2. Линия фазового перехода HeII–HeI с продолжением в область метастабильных состояний жидкого гелия. Точками отмечены результаты экспериментов [10] и [11]; 1 — линия насыщения.

¹ О переохлаждении жидкого ⁴He в области кристаллизации автор не располагает данными, и эти состояния рассматриваться не будут.

кость–пар². Измерения [10] проведены в более узком диапазоне давлений, но они хорошо согласуются с данными [11]. Методика, использованная в этих работах не позволяла продвинуться в область $p < 0$. При глубоком продолжении λ -кривой мы вынуждены обратиться к другим фактам, связанным с наклоном этого продолжения, dp/dT_λ , и с устойчивостью жидкости.

Из общих соображений следует, что продолжение λ -кривой при отрицательных давлениях должно располагаться над спинодалью — границей существенной неустойчивости жидкости по отношению к малым (гомофазным) возмущениям. Спинодаль определяется уравнением

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0, \quad (2)$$

она выходит из критической точки C равновесия жидкость–пар и заканчивается при $T = 0$ (рис. 3). Спинодаль 3 на этом рисунке построена по данным работы [12].

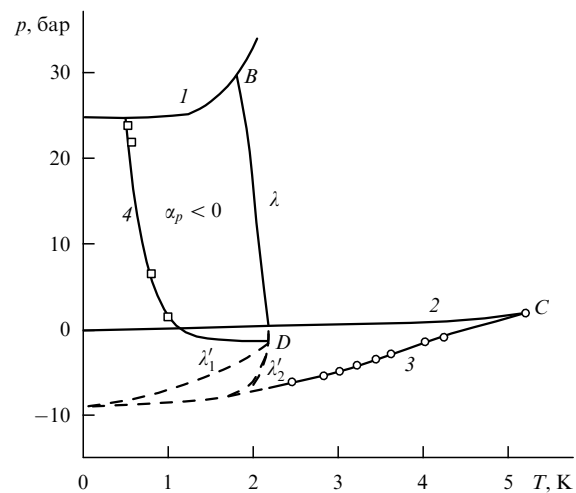


Рис. 3. Расширенная фазовая диаграмма ⁴He: 1 — линия плавления; 2 — линия равновесия жидкость–пар; C — критическая точка; 3 — спинодаль жидкости; λ'_1, λ'_2 — два варианта продолжения λ -кривой в область отрицательных давлений; 4 — нижняя граница области, где коэффициент термического расширения $\alpha_p < 0$.

На рисунке 3 представлена расширенная фазовая диаграмма ⁴He. Штрихами показано предполагаемое продолжение λ -кривой за линию 2 равновесия жидкость–пар. Будем называть этот участок λ' -кривой. Бросается в глаза ее поворот в точке D. λ' -кривая замыкает снизу область перехода HeI–HeII и удовлетворяет теореме Нернста при $T \rightarrow 0$. Заметим также, что условие $dp/dT_\lambda > 0$ выполняется на линии бозе-конденсации идеального газа ⁴He [13, 14]. Конечно, этих соображений недостаточно, чтобы принять показанное на рис. 3 продолжение λ -кривой со сменой знака производной dp/dT_λ . Займемся поэтому термодинамическим анализом поведения производной dp/dT_λ , опираясь на свойства жидкого гелия.

² В работах по гелию сильна традиция измерять давление в мм рт. ст. и атм (1 атм = 1,01 бар, 1 бар = 1×10^5 Н м⁻²). Ниже мы приводим давления в барах.

Известно, что плотность $\rho = 1/v$ ^4He вблизи λ -кривой имеет максимум на изобарах [15] при температурах $T_m(p)$. В точке встречи λ -кривой с линией насыщения 2 разность $T_m - T_\lambda$ положительна и равна 6 мК [15]. Эта разность остается малой и при более высоких давлениях. Следовательно, λ -кривая проходит через состояния жидкого гелия, для которых имеем

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p > 0, \text{ или } \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p < 0. \quad (3)$$

Аномалия термического расширения, выражаемая неравенствами (3), сохраняется в HeII до линии 4 (см. рис. 3), на которой коэффициент термического расширения $\alpha_p = (1/v)(\partial v/\partial T)_p$ обращается в нуль, а плотность на изобарах имеет минимум [16]. Левее и ниже линии 4 наблюдается обычное поведение термического расширения, $\alpha_p > 0$. (Масштаб рис. 3 не позволяет отделить линию максимумов плотности от λ -кривой.)

Производную dp/dT_λ вдоль λ -кривой можно представить в следующем виде:

$$\frac{dp}{dT_\lambda} = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V + \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \frac{dv}{dT_\lambda}. \quad (4)$$

Обратим внимание на знак слагаемых в правой части соотношения (4). Для устойчивых однородных состояний (в том числе и метастабильных, до спинодали) имеем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T < 0. \quad (5)$$

Из термодинамического равенства

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -1 \quad (6)$$

при условии (5) видим, что знаки производных $(\partial p/\partial T)_V$ и $(\partial v/\partial T)_p$ совпадают. В окрестности λ -кривой обе эти производные, с учетом сказанного выше, отрицательны. Известно также, что плотность ^4He на λ -кривой уменьшается с ростом температуры, т.е. $dv/dT_\lambda > 0$. Таким образом, оба слагаемых в правой части (4) отрицательны. Следовательно, экспериментальный факт $dp/dT_\lambda < 0$ находит термодинамическое объяснение.

Теперь в центре нашего внимания будет окрестность точки D фазовой диаграммы. Здесь λ -кривая изменяет наклон со сменой знака производной dp/dT_λ . Правдоподобно ли это?

Как уже было отмечено, для жидкого ^4He есть область, где плотность по изобарам меняется не монотонно. При повышении температуры наблюдается минимум ρ , а затем максимум. Линия максимумов плотности примыкает к λ -кривой и на рис. 3 не отделена от нее. В экспериментальной работе [16] данные для точек минимальной плотности сопоставляются с результатами других авторов. Линия $\alpha_p = 0$ в T, p -координатах встречает линию плавления 1 при $T = 0,59$ К, а линию кипения 2 при $T = 1,15$ К. В опытах [16] коэффициент термического расширения рассчитывался по измеряемым значениям теплоемкости и отношения $\Delta T/\Delta p$ при квазиadiaбатическом расширении и сжатии образца. В работах [17, 18] плотность жидкого ^4He и α_p определялись на основе измерений диэлектрической постоянной. Авторы [17] отмечают хорошее согласие с T, p -данными [16] для линии $\alpha_p = 0$.

С понижением давления ($p < 5$ бар) происходит быстрое сближение линии $\alpha_p = 0$ и λ -кривой. Допуская продолжение обеих линий в область $p < 0$, можно найти экстраполяцией точку D их встречи. Этой точкой заканчивается участок аномального поведения коэффициента термического расширения, $\alpha_p < 0$. Вместо двух точек экстремумов плотности на изобарах $p > p_D$ появляется точка перегиба. Вне показанной на рис. 3 замкнутой области, где $\alpha_p < 0$, производные $(\partial v/\partial T)_p$ и $(\partial p/\partial T)_V$ положительны, и λ -кривая продолжается с другим наклоном, $dp/dT_\lambda > 0$. Это продолжение обозначено на рис. 3 как λ' -кривая. Положительность производной dp/dT_λ' следует из соотношений (4)–(6), дополненных равенством

$$\frac{dv}{dT_\lambda} = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dT_\lambda}.$$

Таким образом, переход от λ -кривой к λ' -кривой со сменой знака наклона связывается с исчезновением аномалии термического расширения HeII ниже точки D ³.

Предложенный подход первоначально обсуждался автором в работе [19]. Отметим, что удельный объем жидкого гелия на λ' -кривой уменьшается с ростом температуры, т.е. $(dv/dT)_{\lambda'} < 0$. Это следует из рассмотренной сетки изохор на плоскости T, p и последовательности их прикрепления к λ' -линии. На λ -кривой имеем $(dv/dT)_\lambda > 0$, но при движении от точки B к точке D (см. рис. 3) и далее по λ' -кривой удельный объем монотонно возрастает.

Обратимся к результатам теории бозе-конденсации ^4He в состоянии идеального газа. Связь фазового перехода в жидком гелии с бозе-конденсацией часто отмечают в литературе, но детали наблюдаемого поведения ^4He сильно отличаются от случая идеального газа [20]. Зависимость давления на линии бозе-конденсации имеет следующий вид [13, 14]:

$$p = 0,0852 \frac{gm^{3/2}(k_B T)^{5/2}}{\hbar^3}. \quad (7)$$

Для ^4He $g = 1, m = 6,648 \times 10^{-24}$ г.

В таблице приведены значения давления, рассчитанные по формуле (7) для ряда температур. Сопоставляя λ' -кривую с линией бозе-конденсации, видим, что начало λ -кривой при $T = 0$ К сдвинуто примерно на 9 бар в область растянутых состояний жидкого гелия ($p < 0$). Это может быть проявлением сил межмолекулярного взаимодействия, которыми пренебрегают при выводе формулы (7) в теории бозе-конденсации. При соответствующем сдвиге обе кривые не сильно расходятся до точки поворота λ' -кривой. Если их совместить при $T = 0, p = 0$, то при $T = 2,17$ К давление на линии бозе-конденсации составляет 19,3 бар, а для сдвинутой λ' -кривой оно меньше примерно в 2 раза. В то же время λ -кривая имеет качественно другой вид.

Таблица. Давление (7) на линии бозе-конденсации идеального газа (^4He), $p = 2,788T^{5/2}$, бар

$T, \text{ К}$	0	0,5	1,0	1,5	1,8	2,0	2,17
$p, \text{ бар}$	0	0,493	2,79	4,13	12,1	15,8	19,3

³ Заметим, что кроме гелия, область, где $\alpha_p < 0$, имеет вода.

По существу, термодинамический анализ позволил показать только смену наклона λ -кривой при $p < 0$ и качественное соответствие λ' -кривой линии бозе-конденсации идеального газа. Это потребовало экстраполяции линий экстремумов плотности за нулевую изобару. При экстраполяции линии 4 было использовано аппроксимационное соотношение (7) из работы [16] и экстраполированные значения коэффициентов $a(T)$, $b(T)$ в нем. Найдены следующие координаты точки D : $T_D = 2,18$ К, $p_D = -0,98$ бар. Применен также другой способ экстраполяции линии 4. Он основан на спрямлении линии $\alpha_p(T, p) = 0$, если воспользоваться координатами p , $y = (T - T_0)^{-n}$: $p = Ay + B$. Для $T_0 = 0,4$ К, $n = 1,5$ найдено $p_D = -2,76$ бар, $T_D = 2,20$ К. Это не сильно отличается от предыдущей оценки.

Существование температурного максимума λ -кривой ($T = T_D$) следует и из теоретических оценок ее поведения [21] в переменных плотность $\rho = 1/v$ – температура. Плотность как физический параметр предпочтительнее давления, но давление более наглядно разграничивает стабильные и метастабильные состояния жидкого гелия. Переменные T , p , ρ связаны уравнением состояния, которое в интересующей нас области достаточно сложно, о чем свидетельствует смена знака коэффициента термического расширения.

Сделаем некоторые замечания о виде λ' -кривой. Ее расположение на рис. 3 содержит неустранимый произвол. Естественно принять, что снизу по давлению возможное положение λ' -кривой ограничено спиноподалью жидкого ^4He — границей его устойчивости относительно малых гомофазных возмущений. Мы допускаем, что при $T \rightarrow 0$ предельные давления для λ' -кривой и спиноподали совпадают⁴. Определение спиноподали ^4He представляет самостоятельный интерес, но оно имеет непосредственное отношение к нашей проблеме. За спиноподалью однородная система обладает реакцией, усиливающей малые отклонения от равновесия, и неустойчивость развивается под действием теплового движения. Спиноподаль как границу устойчивости можно определить по поведению упругости $(\partial p / \partial \rho)_T$ или обратной теплоемкости $c_p^{-1} = (\partial T / \partial s)_p$. Обе эти величины стремятся к нулю с приближением к спиноподали. В работе [12] используются экспериментальные данные [23] (цит. по [12]) по скорости звука w_s . Изотермическая скорость звука w_T непосредственно выражается через производную $(\partial p / \partial \rho)_T$: $w_T = (\partial p / \partial \rho)_T^{1/2}$. Авторы [12] пересчитывают адиабатическую скорость звука w_s , измеренную при $p > 0$, на изотермическую, привлекая данные для других термодинамических свойств:

$$w_T^2 = w_s^2 - \frac{T}{\rho c_V} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V^2,$$

где c_V — теплоемкость единицы объема при постоянном объеме. Для аппроксимации спиноподали в работе [12] использована линейная зависимость w_T^3 от давления по изотермам: $w_T^3 = ap + b$, где a , b — зависящие от температуры параметры. Отсюда при каждой температуре имеем для давления на спиноподали $p_{sp} = -b/a$. При

⁴ Здесь можно сослаться на аналогию с фазовым переходом кристалл–жидкость простых веществ. Метастабильное продолжение линий плавления в область $p < 0$ и низких температур обнаруживает приближение сосуществующих жидкости и кристалла к их спиноподальному состоянию [22].

$T = 0$ К эта аппроксимация дает $p_{sp}(0) = -9$ бар. Как уже отмечалось, спиноподаль на рис. 3 соответствует работе [12].

Оценить положение спиноподали сверху по давлению можно также из опытов по спонтанному вскипанию и кавитационной прочности жидкости. Хотя линия достижимых перегревов (растяжений) при заданной скорости нуклеации лежит выше спиноподали (по давлению), между ними есть известное соответствие. Для обычных жидкостей экспериментально установлено [1] хорошее согласие между рассчитанной по теории [4, 5] и наблюдаемой скоростью нуклеации J , $\text{с}^{-1} \text{см}^{-3}$ в широком интервале значений J , от $\lg J \simeq 2$ до $\lg J \simeq 22$. Эксперименты с ^4He обнаружили некоторое занижение степени метастабильности жидкости по сравнению с ожидаемой по теории при заданной интенсивности нуклеации [6–8]. Причиной может быть иницирующее действие радиационного фона и космического излучения при времени опыта порядка десятка секунд и объеме образца порядка 1см^3 . Уменьшить величину перегрева или порог кавитации может наличие "слабых" мест на стенках камеры или на примесных твердых частицах. Для сверхтекучего гелия обсуждается также влияние квантовых вихрей на снижение барьера нуклеации [24].

Сближение линии наблюдаемых растяжений в координатах T , p с теоретической кривой $J(T, P) = \text{const}$ достигается применением сфокусированного акустического поля [9]. Это позволило уменьшить зону кавитации до величины $(\lambda/2)^3$, где λ — длина акустической волны при характерной частоте колебаний порядка 1 МГц и длительности возбуждающего радиопульса порядка 1 мс. Здесь уместно отметить качественную согласованность положения спиноподали, показанной на рис. 3, и кавитационной границы ^4He при $J \sim 10^{15} - 10^{20} \text{с}^{-1} \text{см}^{-3}$. Спиноподаль соответствует большим растяжениям жидкости, чем линия $J(T, p) = \text{const}$ для самых высоких значений J , допустимых в теории гомогенной нуклеации. Отметим, что λ'_1 -кривая на рис. 3 проходит в области достижимой метастабильности ^4He .

На рисунке 3 показан вариант (λ'_1) постепенного сближения λ' -кривой и спиноподали. Нельзя исключить другую возможность (λ'_2), когда после поворота в точке D λ' -кривая упрется в спиноподаль при конечной температуре T_1 , $0 < T_1 < T_D$. Эта ситуация заслуживает более внимательного рассмотрения. Из уравнения (4) следует, что в точке встречи λ' -кривой со спиноподалью, где $(\partial p / \partial v)_T = 0$, имеем

$$\frac{dp}{dT} = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v. \quad (8)$$

Это означает, что λ' -кривая имеет здесь общую касательную с изохорой, проходящей через точку прикрепления λ' -кривой к спиноподали. Но таким же свойством обладает сама спиноподаль: на плоскости T , p она служит огибающей семейства изохор [1]⁵. Действительно, наклон спиноподали dp/dT_{sp} можно выразить соотношением, аналогичным (4):

$$\frac{dp}{dT_{sp}} = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v + \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \frac{dv}{dT_{sp}}. \quad (9)$$

⁵ Отметим, что в трехмерном T , p , v -пространстве спиноподаль и λ -кривая не являются плоскими кривыми.

Производная dv/dT_{sp} конечна всюду, кроме критической точки равновесия жидкость–пар. Тогда в правой части (9) остается только первое слагаемое, т.е.

$$\frac{dp}{dT_{\text{sp}}} = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v. \quad (10)$$

В силу условий (8), (10) λ' -кривая и спинопаль в месте их встречи при $T = T_1$ имеют общую касательную, совпадающую с касательной к изохоре, проходящей через эту точку. Следовательно, λ -кривая не упирается в спинопаль, а плавно с ней сопрягается.

Спинопаль (2) служит границей механической устойчивости однородного состояния, ей соответствует сильная термодинамическая особенность, которая приводит к разрушению корреляций, обеспечивающих существование HeII. При переходе через спинопаль проявляется механизм спинопального распада жидкости [25]. Это означает, что λ' -кривая теряет смысл за спинопалью. При $T < T_1$ границей фазы HeII выступает спинопаль. Сказанное делает актуальным уточнение положения спинопали⁶.

Подведем итог нашего рассмотрения. Отрицательный наклон λ -кривой в переменных T, p термодинамически обусловлен своеобразным поведением плотности сверхтекучего гелия — существованием минимума и максимума на изобарах плотностей, между которыми коэффициент термического расширения отрицателен, $(\partial v/\partial T)_p < 0$. Линия максимумов плотности сопровождается λ -кривую с малым сдвигом в сторону более высокой температуры. При экстраполяции в область $p < 0$ линии экстремумов сходятся в точке D (см. рис. 3). Экстремумы вырождаются в точку перегиба на последующих изобарах. За точкой D отсутствуют состояния, для которых $\alpha_p < 0$, и при продолжении λ -кривой ее наклон меняет знак, имеем $dp/dT_{\lambda'} > 0$.

При таком подходе λ' -кривая в метастабильном, но доспинопальном состоянии жидкого гелия рассматривается как физически реальная, нижняя по давлению, граница фазового перехода HeI–HeII. Отрицательные давления в жидкости можно создать, применяя, например, сфокусированное акустическое поле [9]. Точное

положение λ' -кривой не определено. Два варианта λ'_1, λ'_2 показаны на рис. 3. При сопоставлении λ' -кривой с линией бозе-конденсации идеального газа обнаруживается одинаковый знак их производных dp/dT и однопорядковое изменение давления на интервале $T = 0, T = 2,17$ К. Этот результат наводит на мысль о преимуществе λ' -кривой в качестве объекта сравнения для теории бозе-конденсации неидеального газа и выяснения связи с фазовым переходом HeI–HeII.

Уравнение состояния сверхтекучего гелия связано с энергетическим спектром (фонон-ротонным) элементарных возбуждений [5, 17, 27]. Вблизи линии фазового перехода этот спектр известен с недостаточной точностью для выяснения тонких деталей поведения плотности жидкого гелия.

Список литературы

1. Скрипов В П *Метастабильная жидкость* (М.: Наука, 1972)
2. Скрипов В П, Коверда В П *Спонтанная кристаллизация переохлажденных жидкостей* (М.: Наука, 1984)
3. Байдаков В Г *Перегрев криогенных жидкостей* (Екатеринбург: УрО РАН, 1995)
4. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **12** 525 (1942)
5. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
6. Beams J W *Phys. Fluids* **2** 1 (1959)
7. Sinha D N, Semura J S, Brodie L C *Phys. Rev. A* **26** 1048 (1982)
8. Semenova N M, Ermakov G V *J. Low Temp. Phys.* **74** 119 (1989)
9. Nissen J A, Bodegom E, Brodie L C, Semura J S *Phys. Rev. B* **40** 6617 (1989)
10. Rubarcyk L J, Tough J T *J. Low Temp. Phys.* **43** 197 (1981)
11. Nishigaki K, Saji Y *Phys. Rev. B* **33** 1657 (1986)
12. Hall S C, Maris H J *J. Low Temp. Phys.* **107** 263 (1997)
13. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Наука, 1976)
14. Хуанг К *Статистическая механика* (М.: Мир, 1966)
15. Есельсон Б Н, Григорьев В Н, Иванцов В Г, Рудавский Э Я *Свойства жидкого и твердого гелия* (М.: Стандарты, 1978)
16. Mills R L, Sydorik S G *Ann. Phys. (N.Y.)* **34** 276 (1965)
17. Boghosian C, Meyer H *Phys. Rev.* **152** 200 (1966)
18. Elwell D L, Meyer H *Phys. Rev.* **164** 245 (1967)
19. Скрипов В П *ЖФХ* **68** 1382 (1994)
20. Балеску Р *Равновесная и неравновесная статистическая механика* Т. 1 (М.: Мир, 1978)
21. Apenko S M *Phys. Rev. B* **60** 3052 (1999)
22. Skripov V P, Faizullin M Z *High Temp–High Press.* **18** 1 (1986)
23. Vignos J H *Ph. D. thesis* (Yale University, 1962)
24. Maris H J *J. Low Temp. Phys.* **94** 125 (1994)
25. Скрипов В П, Скрипов А В *УФН* **128** 193 (1979)
26. Bauer G H, Ceperley D M, Goldenfeld N, cond-mat/9909169 v. 2 (submitted to *Phys. Rev. B*) (1999)
27. Исихара А *Статистическая физика* (М.: Мир, 1973)

⁶ На одну из последних публикаций [26] мне указал рецензент. Для моделирования гелия при отрицательных давлениях авторы [26] использовали метод Монте-Карло (Path integral Monte Carlo simulations). Найденные ими точки для спинопали в интервале 0,50–4,00 К сравниваются с оценками других авторов. Отличие от кривой 3 на рис. 3 незначительное.

Extension of the λ -curve of ^4He into the region of the metastable state of liquid helium

V.P. Skripov

Institute of Thermal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences
91, Pervomaïskaya ul. GSP-828, 620219 Ekaterinburg, Russian Federation
Tel. (3432) 49-35-78. Fax: (3432) 74-54-50. E-mail: skripov@itp.e-burg.su

A possible extension (λ') of the liquid helium λ curve beyond the T, p boiling line, i.e. into the region of a metastable liquid state, is examined. The relation between the slope of the λ curve, dp/dT_{λ} , and the sign of the thermal expansion coefficient of liquid helium α_p , is discussed. Experimental data for α_p are analysed using the thermodynamic constraint equation, to reveal that the derivative dp/dT_{λ} changes sign in the metastable region. As a result, the shape of the λ' extension becomes similar to that of the pressure-shifted Bose-condensation line of an ideal ^4He gas. The position of the λ' -curve is not entirely arbitrary due to the spinodal nature of stretched liquid helium.

PACS numbers:

Bibliography — 27 references

Received 1 December 1999