

Кинетика фазового перехода в твердых растворах ${}^4\text{He}$ в ${}^3\text{He}$ при различных степенях пересыщения

В.Н. Григорьев¹, В.А. Майданов¹, А.А. Пензев¹, Э.Я. Рудавский¹,
А.С. Рыбалко¹, В.В. Слезов², Е.В. Сырников¹

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: syrnikov@ilt.kharkov.ua

²Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

Статья поступила в редакцию 8 июля 2003 г.

Прецизионные измерения давления в процессе фазового расслоения в образцах твердых растворов ${}^4\text{He}$ в ${}^3\text{He}$ использованы для получения данных о характеристических временах фазового перехода. Обработка результатов дала дополнительные свидетельства в пользу реализации в твердых растворах ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ гомогенного зародышеобразования при значительных переохлаждениях и гетерогенного — при самых малых. Предложены два различных способа сравнения с теоретическим расчетом, учитывающим влияние процессов на границе зародыша новой фазы. Оба способа дали близкие величины коэффициента поверхностного натяжения на границе зародыш–матрица, которые оказались в удовлетворительном согласии со значениями, найденными в других работах. Высказано предположение о существенном влиянии ОЦК–ГПУ перехода на кинетику расслоения при самых малых пересыщениях.

Прецизійні виміри тиску в процесі фазового розшарування в зразках твердих розчинів ${}^4\text{He}$ в ${}^3\text{He}$ застосовано для одержання даних про характеристичні часи фазового переходу. Обробка результатів дала додаткові свідчення на користь реалізації у твердих розчинах ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ гомогенного зародкоутворення при значних переохолодженнях і гетерогенного — при найменших. Запропоновано два різних способи порівняння з теоретичним розрахунком, що враховує вплив процесів на границі зародка нової фази. Обидва способи дали близькі величини коефіцієнта поверхневого натягу на границі зародок–матриця, що виявилися в задовільній згоді зі значеннями, знайденими в інших роботах. Висловлено припущення про істотний вплив ОЦК–ГПУ переходу на кінетику розшарування при найменших пересиченнях.

PACS: 67.80.Gb, 64.70.Kb

1. Введение

Твердый гелий в качестве объекта физических исследований интересен прежде всего как типичный представитель квантовых кристаллов. Именно для гелия характерны такие необычные свойства, как плавление при сколь угодно низких температурах, квантовая диффузия примесей, фазовое расслоение растворов при низких температурах. С другой стороны, в твердом гелии обнаружен и изучен целый ряд явлений, найденных впоследствии и в других веществах: гидродинамическое течение фононов, второй звук в кристаллах, фазовые переходы огра-

нения. Оказалось, что исследование этих и других явлений в гелии может быть осуществлено более эффективно благодаря возможности получения чистых и совершенных кристаллов и наличию хорошо разработанных разнообразных низкотемпературных экспериментальных методик.

В ряде работ [1–3] были высказаны соображения о перспективности изучения кинетики фазовых превращений на примере гелия. Исследования в этом направлении ведутся уже в течение нескольких десятилетий, и тем не менее многие существенные аспекты этой фундаментальной проблемы остаются

невьясненными. Можно надеяться, что присущие гелию достоинства позволят, в частности, детально изучить физические механизмы фазового расслоения растворов изотопов и получить экспериментальные данные, пригодные для количественного сопоставления с расчетами в рамках теории гомогенного зародышеобразования.

Проведенные нами в последнее время экспериментальные исследования фазового расслоения в твердых растворах изотопов гелия уже привели к обнаружению ряда интересных, зачастую неожиданных эффектов (см. [4–7]). Данная работа является продолжением этих исследований и посвящена изучению влияния степени переохлаждения на скорость фазового перехода и сравнению с теоретическими расчетами.

2. Основные соотношения теории гомогенного зародышеобразования

Фазовый переход в условиях гомогенного зародышеобразования происходит в пересыщенном растворе путем флуктуационного образования случайно расположенных в объеме зародышей новой фазы. Зародыши, в которых число частиц n меньше некоторого критического значения n_c , задаваемого условием равенства объемных и поверхностных вкладов в термодинамический потенциал, неустойчивы и быстро растворяются. При $n > n_c$ зародыши оказываются устойчивыми, и их размер увеличивается со временем, обеспечивая развитие фазового перехода. Число частиц в критическом (шарообразном) зародыше, образовавшемся в первоначально однородном растворе с концентрацией c_0 и переохлажденном от температуры фазового расслоения T_{s0} до температуры T_f , которой соответствует равновесная концентрация c_f , определяется соотношением (см., например, [8])

$$n_c = \left(\frac{\beta}{\ln(c_0/c_f)} \right)^3, \quad (1)$$

где

$$\beta = \frac{8\pi}{3} \frac{\sigma a^2}{T_f}, \quad (2)$$

σ — поверхностное натяжение на границе зародыш–матрица; a — межатомное расстояние, определяемое соотношением $4\pi a^3/3 = V_\mu/N_A$ (V_μ — молярный объем, N_A — число Авогадро).

Определяющую роль в кинетике фазового перехода играет величина $I(n)$, характеризующая скорость роста зародышей, которую можно рассматривать как поток в пространстве размеров зародышей,

описываемом числом частиц в зародыше. $I(n)$ — очень резкая (экспоненциальная) функция размера зародыша, и развитие практически всех протекающих при фазовом переходе процессов задается величиной $I_0 \equiv I(n_c)$, представляющей поток частиц через критическую точку в пространстве размеров. I_0 может быть записано в виде [8,9]

$$I_0 = \sqrt{\frac{3\beta}{2\pi}} c_0^2 \exp\left[-\frac{\Delta\Phi(n_c)}{T}\right], \quad (3)$$

где $\Delta\Phi(n)$ — изменение термодинамического потенциала при переходе n частиц из исходного раствора в зародыш. Если считать зародыш сферическим, то можно записать

$$\Delta\Phi(n) = n\Delta\mu + 4\pi a^2 \sigma n^{2/3}. \quad (4)$$

Для идеального раствора разность химических потенциалов примеси в исходном растворе и в зародыше равна

$$\Delta\mu = T \ln \frac{c_f}{c_0}. \quad (5)$$

С учетом (1), (2) и (5) можно получить

$$\frac{\Delta\Phi(n_c)}{T_f} = \frac{\beta^3}{2 \ln^2 \frac{c_0}{c_f}},$$

$$I_0 = \sqrt{\frac{3\beta}{2\pi}} c_0^2 \exp\left(-\frac{\beta^3}{2 \ln^2(c_0/c_f)}\right). \quad (6)$$

В [8] в рамках рассматриваемого подхода найдено выражение для времени зародышеобразования:

$$\tau_N = \left(\frac{4c_0}{\beta^3 I_0}\right)^{1/4} \frac{a^2 c_0}{D}, \quad (7)$$

где D — коэффициент диффузии примесей. Оценки показывают, что τ_N — весьма малая величина, по крайней мере, по сравнению с временем последующей стадии диффузионного роста зародышей. Фактически это обстоятельство и дает основания считать, что процесс зародышеобразования происходит при практически неизменной концентрации, поскольку в основном заканчивается при концентрации c_c , определяемой условием $(c_0 - c_c)/c_0 \approx n_c^{-1} \ll 1$. Это, в свою очередь, позволяет ввести понятие максимальной концентрации зародышей новой фазы [8], равной отношению числа зародышей к числу узлов решетки:

$$N_m = I_0 \tau_N \frac{D}{c_0 a^2} = (4c_0)^{1/4} \left(\frac{I_0}{\beta} \right)^{3/4}. \quad (8)$$

Если считать, что диффузионный рост зародышей происходит в условиях, когда каждый зародыш радиусом r находится в сфере средним радиусом $R = a/N_m^{1/3}$, то характерное время диффузионного роста будет равно (см., например, [5])

$$\tau_D = \frac{1}{\lambda^2 D}, \quad (9)$$

где λ является решением трансцендентного уравнения

$$\text{tg} \lambda(R - r) = \lambda R. \quad (10)$$

При

$$\lambda(R - r) < 1 \quad (10a)$$

$\text{tg} \lambda(R - r)$ можно разложить в ряд и, ограничившись кубическими членами разложения, получим

$$\lambda^2 = \frac{3z}{R^2(1 - z)^3}, \quad (11)$$

где

$$z = \frac{r}{R} = \left(\frac{c_0 - \bar{c}}{1 - 2\bar{c}} \right)^{1/3}, \quad (12)$$

\bar{c} — средняя концентрация примеси в матрице.

При получении (12) использован закон сохранения примесей в объеме сферы радиусом R .

С учетом (11) можно записать выражение для τ_D :

$$\begin{aligned} \tau_D &= \frac{R^2}{3D} \frac{(1 - z)^3}{z} = \frac{a^2}{3DN_m^{2/3}} \frac{(1 - z)^3}{z} = \\ &= \frac{a^2 \beta^{1/2}}{3D(4c_0)^{1/6} I_0^{1/2}} \frac{(1 - z)^3}{z} \end{aligned} \quad (13)$$

и, подставляя I_0 из (6), находим

$$\tau_D = \frac{\alpha \beta^{1/4} a^2}{D c_0^{7/6}} \frac{(1 - z)^3}{z} \exp \left(\frac{\beta^3}{4 \ln^2(c_0/c_f)} \right), \quad (14)$$

где $\alpha = \frac{\pi^{1/4}}{3^{5/4} 2^{1/12}} \approx 0,32$.

Таким образом, (14) позволяет при известном D по найденным значениям τ_D определить β и входящую в β величину поверхностного натяжения σ .

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В эксперименте измеряли временные зависимости давления в образцах твердых растворов ^4He в ^3He после охлаждения из области однородного состояния до различных температур T_f , меньших температуры фазового расслоения исходного раствора T_{s0} . Методика измерения и экспериментальная установка подробно описаны в [5]. Существенным элементом предшествующих экспериментов была разработка методики получения однородных образцов, позволившая получать практически равновесные растворы. Образцы твердого гелия в форме диска диаметром 9 мм и высотой 1,5 мм находились внутри металлической камеры, охлаждаемой с помощью рефрижератора растворения, и получались методом блокировки капилляра из газовой смеси, содержащей приблизительно 2% ^4He . Дно камеры толщиной ≈ 1 мм фактически играло роль подвижной пластины прецизионного емкостного датчика давления типа Страти и Адамса. Концентрация ^4He в образце уточнялась по величине изменения давления при полном расслоении ΔP_0 по формуле Маллина [10]:

$$\Delta P_0 = 0,4 \frac{V_\mu}{\gamma} c_0 (1 - c_0), \quad (15)$$

где γ — коэффициент сжимаемости.

Исследовались пять образцов с концентрациями от 2,2 до 3,35% ^4He . Отметим, что для всех образцов найденные экспериментально температуры расслоения в пределах погрешности соответствовали рассчитанным по формулам Эдвардса и Балибара [11]. Некоторые характеристики изученных образцов приведены в таблице.

Как и в большинстве изученных ранее ситуаций, временные зависимости давления в образце при ступенчатом понижении температуры в области расслоения хорошо описываются экспонентами вида

$$P_f - P(t) = \Delta P_m \exp(-t/\tau), \quad (16)$$

где $\Delta P_m = P_f - P_i$ — разность равновесных значений конечного P_f и начального P_i давлений; τ — характерное (для рассматриваемой ступени) время установления равновесия. В данной работе измерялись τ , соответствующие понижению температуры из области однородного раствора в область расслоения. Первичные данные для одного из образцов представлены на рис. 1, где нанесены временные зависимости $\Delta P = P(t) - P_0$ при различных значениях T_f . Все зависимости достаточно хорошо описываются соотношением (16), а времена τ заметно уменьшаются при больших T_f и практически перестают зависеть от T_f при $T_f \leq 160$ мК. Это более

Некоторые характеристики исследованных образцов

№ образца	$c_0, \% \text{ } ^4\text{He}$	$P_0, \text{ бар}$	$V_\mu, \text{ см}^3/\text{моль}$	$T_{s0}, \text{ К}$	$T^*, \text{ К}$	$\sigma^* \cdot 10^2, \text{ эрг}/\text{см}^2$	$\bar{\sigma} \cdot 10^2, \text{ эрг}/\text{см}^2$
1	2,25	34,82	23,99	0,199	0,170	2,20	1,4
2	2,43	38,616	23,55	0,201	0,191	1,11	–
3	2,8	31,435	24,42	0,212	0,182	2,21	1,4
4	2,93	35,465	23,89	0,212	0,189	1,84	1,1
5	3,34	32,85	24,20	0,220	–	–	1,2

Примечание: c_0 – концентрация ^4He ; P_0 – давление; V_μ – молярный объем; T_{s0} – температура фазового расслоения исходного раствора; T^* – температура интенсивного зародышеобразования; σ^* и $\bar{\sigma}$ – коэффициенты межфазного поверхностного натяжения, найденные различными способами.

отчетливо видно на рис. 2, где представлены значения τ для всех изученных образцов в зависимости от величины относительного переохлаждения $\Delta T/T_s$ ($\Delta T = T_s - T_f$).

При малых переохлаждениях ($\Delta T \leq 20$ мК) характерные времена оказываются весьма большими (до 10^4 с), быстро уменьшаются по мере возрастания ΔT до величин порядка 500–700 с и при $\Delta T \geq 50$ мК практически перестают зависеть от степени переохлаждения. Такое поведение качественно соответствует ожидаемому в условиях гомогенного зародышеобразования. Согласно (15), изменение давления однозначно связано с изменением концентрации, и найденные времена τ характеризуют протекание диффузионного процесса при расслоении, определяемого временем $\tau_D \approx R^2/D \approx N_m^{-2/3} D^{-1}$ (см. разд. 2). Концентрация зародышей N_m при расслоении резко возрастает при увеличении степени пересыщения (переохлаждения) (см. (8)), что и

обуславливает соответствующее уменьшение τ . Дальнейший выход τ на плато может быть обусловлен несколькими причинами.

1. При малых диффузионных временах, как отмечалось нами ранее [12,13], может стать определяющим сопротивление переходу примесных атомов на границе зародыш–матрица, характеризуемое временем τ_s , при низких температурах практически не зависящим от T [13].

2. Как показано в [3,14], при конечной скорости охлаждения, когда необходимо учитывать изменение со временем концентрации c_f , можно ввести понятие температуры максимальной скорости зародышеобразования T^* , при которой уменьшение степени пересыщения $\varepsilon = c(t) - c_f(t)$ за счет понижения со временем концентрации матрицы $c(t)$ вследствие

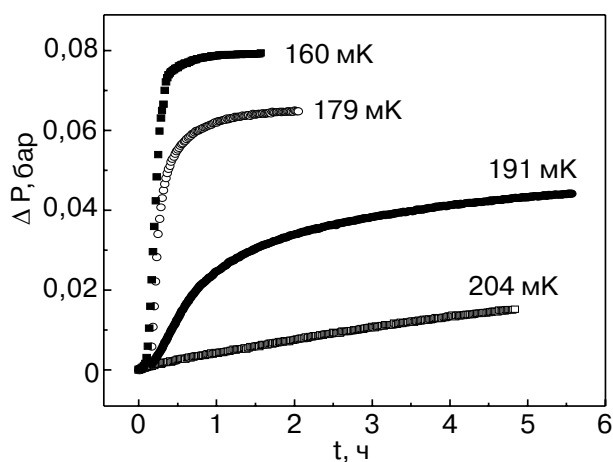


Рис. 1. Временные зависимости изменения давления в образце №4 при охлаждении из области однородного раствора до различных температур T_f , указанных на рисунке.

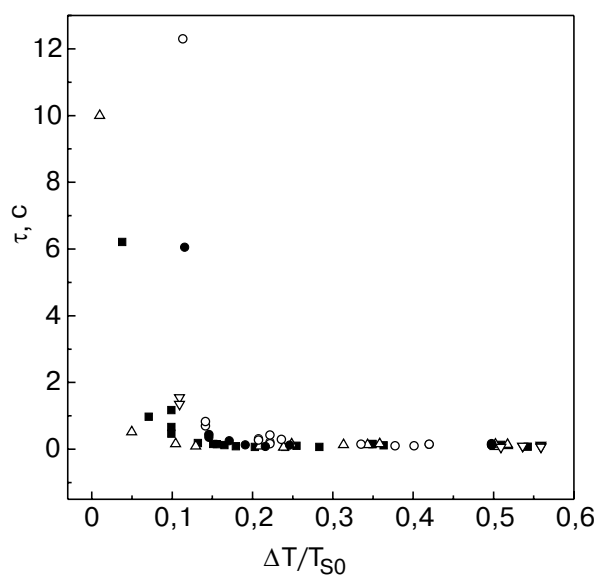


Рис. 2. Зависимость характеристических времен τ от относительного переохлаждения для всех изученных образцов: образец №1 (●), образец №2 (△), образец №3 (○), образец №4 (■), образец №5 (▽).

ухода примесей в зародыши новой фазы сравнивается с возрастанием ϵ за счет уменьшения $c_f(t)$. Именно T^* и становится определяющей величиной, задающей концентрацию зародышей, и дальнейшее понижение T_f не изменит значение N_m , а следовательно, и τ при достаточно слабой зависимости $D(T)$.

3. Найденные минимальные времена τ близки к характерным временам установления температуры.

4. При понижении T^* может также проявиться фундаментальное обстоятельство, состоящее в том, что при достаточно больших пересыщениях число атомов в зародыше становится порядка 1. Это будет означать неприменимость в данных условиях макроскопического подхода, описанного в разд. 2, и, вероятно, смену механизма зародышеобразования.

По-видимому, наиболее вероятной причиной выхода τ на плато при увеличении переохлаждения является сочетание первых двух факторов. Время установления равновесной температуры практически всегда было меньше экспериментальных значений τ . В [13] показано, что при выполнении условия (10а) измеряемое характеристическое время при заметном влиянии сопротивления границы может быть представлено в виде

$$\tau = \tau_D + \tau_s, \quad (17)$$

причем τ_D по-прежнему описывается формулой (13), а

$$\tau_s = \frac{R}{3K} \frac{1-z^3}{z^2}, \quad (18)$$

где K — константа, характеризующая вероятность проникновения примеси через границу зародыша. Если $T_f \leq T^*$, то R перестает зависеть от T_f , тогда и выражение

$$\tau \equiv \tau \frac{z^2}{1-z^3} - \frac{R^2}{3D} \frac{(1-z)^3 z}{1-z^3} = \frac{R}{3K}, \quad (19)$$

полученное подстановкой в (17) формул (11) и (18), будет константой. С помощью (19) можно оценить T^* как температуру, начиная с которой левая часть этой формулы перестает зависеть от T_f , и в качестве R при этом будет фигурировать минимальная величина R_m , соответствующая температуре T^* . Для определения значений T^* и R_m были построены зависимости τ от T_f , согласно (19), представленные на рис. 3. При построении графика использовано значение $K = 2,7 \cdot 10^{-5}$ см/с из [13], а полученные в [13] величины коэффициента диффузии D адаптированы к молярным объемам исследованных образцов. По значениям $\bar{\tau}$ в области плато с помощью (18) можно оценить экспериментальное

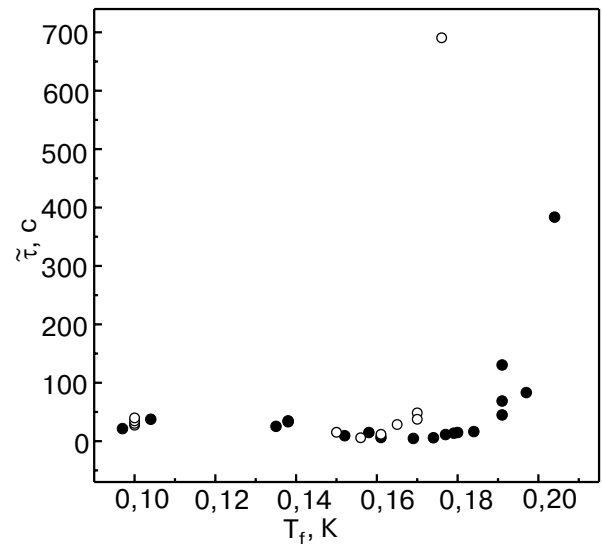


Рис. 3. Зависимость приведенного времени $\bar{\tau}$ (см. текст) от конечной температуры: образец №4 (●), образец №1 (○).

значение R_m , соответствующее концентрации зародышей, образовавшихся при температуре T^* (см. таблицу), и сравнить его с расчетным

$$R_m = \frac{a}{N^{1/3}} \approx a c_0^{-7/12} \exp \left[\frac{\beta^{*3}}{8 \ln^2(c_0/c_f^*)} \right], \quad (20)$$

где значком «*» обозначены величины, относящиеся к температуре T^* . Такое сравнение дает возможность определить β и входящую в β величину σ . Найденные при этом значения приведены в таблице как σ^* . Заметный разброс значений σ^* для разных образцов, скорее всего, связан с неточностью чисто визуальной оценки T^* из графика рис. 3.

Данные, полученные при средних пересыщениях, т.е. при $T_f > T^*$, также могут быть использованы для оценки σ . Формула (17), записанная в виде

$$\tau = \frac{R^2}{3D} \frac{(1-z)^3}{z} + \frac{R}{3K} \frac{1-z^3}{z^2}, \quad (21)$$

может рассматриваться как уравнение для нахождения R и, следовательно, дает возможность по измеренным значениям $\tau(T_f)$ определять $R(T_f)$, а с использованием (20) и σ . Найденные таким способом σ , усредненные для различных T_f , представлены в таблице как $\bar{\sigma}$. Различие средних значений коэффициента поверхностного натяжения ($\sigma^* = 1,8 \cdot 10^{-2}$ эрг/см² и $\bar{\sigma} = 1,3 \cdot 10^{-2}$ эрг/см²), оцененных двумя способами, составляет ~20%. Усреднение всех данных дает величину $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-2}$ эрг/см², практически совпадающую с результатами предыдущих оценок [12,13].

Любопытные особенности временных зависимостей наблюдаются при самых малых пересыщениях (рис. 4): полное время установления равновесия оказывается при этом очень большим, и на кривых $\Delta P(t)$ проявляются заметные нерегулярности. Поскольку при столь малых переохлаждениях вероятность гомогенного зародышеобразования очень мала, можно считать, что гетерогенное зародышеобразование становится определяющим. Если гетерогенное зародышеобразование происходит на стенках ячейки, то изменение средней концентрации (а следовательно, и давления) должно соответствовать решению диффузионной задачи для образца, расположенного между двумя плоскостями, и описываться выражением (см., например, [15])

$$\Delta P = \Delta P_m \left[1 - a_N^{-1} \sum_{n=0}^N \frac{1}{(2n+1)^2} \times \exp\left(-\frac{\pi^2 Dt}{d^2} (2n+1)^2\right) \right], \quad (22)$$

где $a_N = \sum_{n=0}^N \frac{1}{(2n+1)^2}$, d — расстояние между плоскостями, N — число членов в сумме.

Обработка кривых на рис. 4 с помощью (22) показывает, что использование 3–4 членов суммы уменьшает среднеквадратичное отклонение δ более чем в 3 раза по сравнению с обработкой с использованием одной экспоненты, а дальнейшее увеличение N очень мало влияет на величину δ . Отметим, что формула (22) отличается от аналогичной формулы для сферической геометрии (см., например, [5]) заметно более медленным убыванием членов суммы. Полученное при этом время релаксации $\tau = d^2/\pi^2 D$

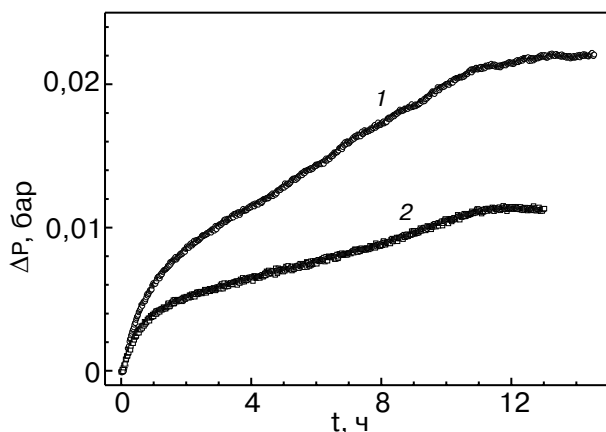


Рис. 4. Временные зависимости изменения давления при очень малых степенях пересыщения: образец №1 (□), образец №3 (○).

оказывается порядка $4 \cdot 10^4$ с и при подстановке в качестве d высоты ячейки дает значение коэффициента диффузии $D \sim 5 \cdot 10^{-8}$ см²/с, что согласуется с данными, полученными в [13]. Этот факт можно рассматривать как весомый аргумент в пользу гетерогенного зародышеобразования в этих условиях.

Нерегулярности кривых на рис. 4 могут быть обусловлены образованием при малых пересыщениях зародышей новой фазы, обладающих ОЦК структурой, которая в дальнейшем переходит в ГПУ структуру. Подобное явление наблюдалось в [16] при кристаллизации ⁴He в области тройных точек. В пользу такой возможности свидетельствует также зарегистрированный при рентгеновских исследованиях распада растворов факт затягивания неравновесной ОЦК структуры новой фазы до температур ~ 100 мК [17].

4. Заключение

Таким образом, в данной работе проведены измерения характеристических времен диффузионного распада твердых растворов ⁴He в ³He. Результаты экспериментов сопоставлены с теоретическими расчетами параметров гомогенного зародышеобразования в условиях конечного сопротивления на границе зародыш–матрица, и на основе такого сравнения двумя методами оценена величина коэффициента межфазного поверхностного натяжения.

Близость данных о поверхностном натяжении, полученных различными способами, и их хорошее соответствие ранее найденным значениям σ [13] (см. также [18]) дают дополнительное свидетельство в пользу реализации в совершенных образцах твердых растворов ³He–⁴He условий для гомогенного зародышеобразования. Однако для окончательного решения этого вопроса необходимы более тщательные систематические исследования, при выполнении которых необходимо устранить, или, по крайней мере, минимизировать погрешности, присутствующие в данной работе:

- а) приближенный характер формул (17), (19), основанных на разложении уравнения (10), из-за близости $\lambda(R-r)$ к 1;
- б) недостаточная точность оценки T^* вследствие малого числа экспериментальных точек;
- в) возможные ошибки заимствованных из [13] параметров D и K (желательно измерение их в том же эксперименте);
- г) возможное влияние гетерогенного зародышеобразования и ОЦК–ГПУ перехода, особенно при малых пересыщениях.

Проведение экспериментов с учетом этих обстоятельств даст возможность выполнить более полное количественное сравнение с результатами теории

гомогенного зародышеобразования, распространенной на ситуацию с конечной скоростью переохлаждения [14], и проследить переход от гетерогенного зародышеобразования к гомогенному в растворах ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$.

Работа была частично поддержана Государственным Фондом Украины по фундаментальным исследованиям (проект 02.07/00391, договор Ф7/286-2001).

1. И.М. Лифшиц, В.И. Полеский, В.А. Хохлов, *ЖЭТФ* **74**, 268 (1978).
2. S. Balibar, T. Misusaki, and V. Sasaki, *J. Low Temp. Phys.* **120**, 293 (2000).
3. A. Ganshin, V. Grigor'ev, V. Maidanov, E. Rudavskii, A. Rybalko, V. Slezov, and Ye. Syrnikov, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 151 (2002).
4. A. Ganshin, V. Grigor'ev, V. Maidanov, N. Omelaenko, A. Penzev, E. Rudavskii, and A. Rybalko, *J. Low Temp. Phys.* **116**, 349 (1999).
5. А.Н. Ганьшин, В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, Н.Ф. Омелаенко, А.А. Пензев, Э.Я. Рудавский, А.С. Рыбалко, Ю.А. Токарь, *ФНТ* **25**, 796 (1999).
6. А.Н. Ганьшин, В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, А.А. Пензев, Э.Я. Рудавский, and А.С. Рыбалко, Е.В. Сырников, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 329 (2001)
7. А.Н. Ганьшин, В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, Н.Ф. Омелаенко, А.А. Пензев, Э.Я. Рудавский, А.С. Рыбалко, *ФНТ* **26**, 550 (2000).
8. В.В. Слезов, Ю. Шмельцер, *ФТТ* **39**, 2210 (1997).
9. V. Volmer, *Kinetik der Phasenbildung*, Th. Steinkopf, Dresden (1939).
10. W.J. Mullin, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 254 (1968).
11. E.D. Edwards and S. Balibar, *Phys. Rev.* **B39**, 4083 (1989).
12. А.Н. Ганьшин, В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, А.А. Пензев, Э.Я. Рудавский, А.С. Рыбалко, Е.В. Сырников, *ФНТ* **29**, 487 (2003).
13. В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, А.А. Пензев, Э.Я. Рудавский, А.С. Рыбалко, Е.В. Сырников, *ФНТ* **29**, 1165 (2003).

13. В.В. Слезов, *ФТТ* **45**, 317 (2003).
14. М. Шьюмон, *Диффузия в твердых телах*, Металлургия, Москва (1966).
15. M. Mackawa, Y. Okumura, and Y. Okuda, *Phys. Rev.* **B65**, 144525 (2002).
16. S.N. Ehrlich and R.D. Simmons, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 125 (1987).
17. A. Smith, V.A. Maidanov, E.Ya. Rudavskii, V.N. Grigor'ev, V.V. Slezov, M. Poole, J. Saunders, and B. Cowan, *Phys. Rev.* **B**, to be published.

Phase transition kinetics in solid ${}^4\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ solutions at different degrees of supersaturation

V.N. Grigor'ev, V.A. Maidanov, A.A. Penzev, E.Ya. Rudavskii, A.S. Rybalko, V.V. Slezov, and Ye.V. Syrnikov

The precise pressure measurements were made to obtain the data on phase transition time constants in samples of solid mixture of ${}^4\text{He}$ in ${}^3\text{He}$. The data processing provided additional evidence for realization of homogeneous and heterogeneous nucleation at substantial and the slightest supercooling, respectively. Two ways were suggested for the comparison with theoretical calculation which takes into account the processes at the boundary of new phase inclusion. The both ways gave close values of the surface tension coefficient at the inclusion - matrix boundary. These values proved to be in satisfactory agreement with these given in other works. The assumption was made that the BCC - HCP transition affected essentially the phase separation kinetics at the slightest super cooling.