

УДК 546.294:536.76

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАНИЦЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ДЛЯ C_6F_6 И SF_6 В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

© 2020 г. В. С. Воробьев¹, Е. Е. Устюжанин², *, В. Ф. Очков²,
В. В. Шишаков², Аунг Ту Ра Тун², В. А. Рыков³, С. В. Рыков³

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

³Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: evgust@gmail.com

Поступила в редакцию 06.06.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

Принята к публикации 24.12.2019 г.

Обсуждаются две группы экспериментальных данных, полученных в окрестности критической точки. Первая группа I описывает уровень h_r , на котором расположен мениск, разделяющий две фазы вещества в ячейке. Измерения выполнены для SF_6 в условиях $g = 9.8 \text{ м с}^{-2}$ в ходе эксперимента, проведенного в космической лаборатории. Вторая группа II включает данные о плотности жидкости и пара, которые измерены на линии насыщения в условиях $g = 9.8 \text{ м с}^{-2}$ для C_6F_6 . В обоих случаях исследуемый двухфазный образец находится в горизонтальной цилиндрической ячейке. Во втором эксперименте на изотермах измерялся также гравитационный эффект как зависимость плотности образца от высоты h , отсчитываемой от дна ячейки. В данной работе построено уравнение, которое связывает уровень h_r (эксперимент I) с такими функциями, как параметр порядка f_s и средний диаметр f_d . Полученное уравнение описывает исходные экспериментальные данные при относительных температурах $\tau = (T - T_c)/T_c = 2 \times 10^{-6} - 0.01$. Рассмотрен подход, который учитывает влияние микрогравитации ($g = g_M \ll 9.8 \text{ м с}^{-2}$) на высоту h (эксперимент II). Получены зависимости, которые представляют f_s и f_d , а также плотности жидкой и газовой фаз на линии насыщения указанных веществ. Данные зависимости удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов I и II в широком диапазоне температур и отвечают масштабной теории критических явлений.

DOI: 10.31857/S0040364420030199

ВВЕДЕНИЕ

Объектом данного исследования выбраны (ρ_l, ρ_g, τ) -данные, а также функции $\rho_l(\tau)$, $\rho_g(\tau)$, $f_d(\tau)$, $f_s(\tau)$ и др., которые относятся к C_6F_6 и SF_6 . Здесь ρ_l , ρ_g – плотности жидкой и газовой фаз, f_d – средний диаметр бинодали, f_s – параметр порядка, $\tau = (T - T_c)/T_c$ – относительная температура, T_c – критическая температура. Измерение (ρ_l, ρ_g, τ) -данных для C_6F_6 выполнено в [1]. Поведение плотности на бинодали SF_6 исследовалось в ряде работ [2–13], среди них имеются и экспериментальные исследования [9, 10]. Скейлинговые модели, предложенные в данных источниках, представляют собой функции $\rho_l(\tau)$, $\rho_g(\tau)$, $f_d(\tau)$, $f_s(\tau)$ и др., которые отвечают масштабной теории критических явлений (МТ).

В отношении отмеченных моделей анализ показывает, что модели $\rho_l(\tau)$, $\rho_g(\tau)$ можно разделить на две группы: первая обобщает результаты [9], а вторая строится на основе данных [10]. Выявлено расхождение между уравнениями, включенными в первую группу, и однотипными уравнениями,

включенными во вторую группу; данное различие касается как структуры уравнений, так и соответствующих расчетных данных, полученных на основе указанных функций. Так, для области относительных температур ($\tau = 2 \times 10^{-4} - 0.01$) имеются:

- система уравнений [6], включающая $f_d(\tau)$, $f_s(\tau)$ и содержащая линейные и сингулярные компоненты; средний диаметр $f_d(\tau) = B_{1-\alpha}\tau^{1-\alpha} + B_{2\beta}\tau^{2\beta} + B_1\tau + \dots$, входящий в эту систему, получен с помощью данных [10]; его структура содержит пять компонентов, в том числе скейлинговые члены ($B_{2\beta}\tau^{2\beta}$, $B_{1-\alpha}\tau^{1-\alpha}$), отражающие так называемую “кривизну” этого диаметра (линия 2, рис. 1а), здесь $B_{1-\alpha}$, $B_{2\beta}$, B_1 – коэффициенты;

- система уравнений [4], содержащая только сингулярные компоненты, при этом диаметр f_d отвечает равенству $f_d(\tau) = B_{2\beta}\tau^{2\beta}$, полученному с помощью данных [10];

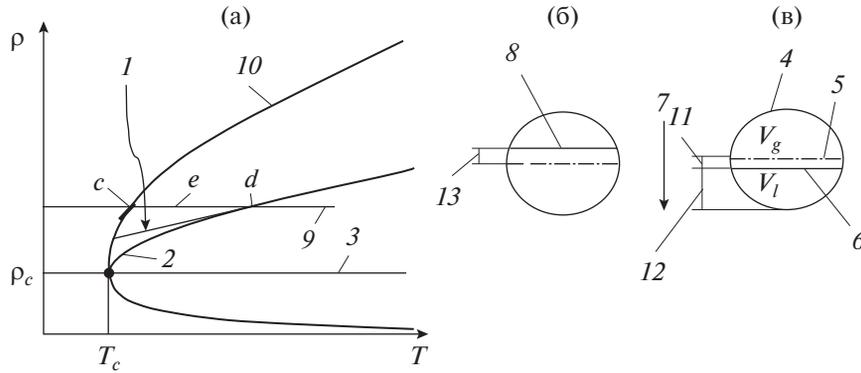


Рис. 1. Бинодаль на фазовой плоскости для SF₆ (а): 1 – функция $D_m = A_0 + A_1\tau$; 2 – функция D_m , построенная с помощью (ρ_l, ρ_g, T) -данных [10]; 3 – изохора $\rho = \rho_{\text{cell}} = \rho_c$; 9 – изохора $\rho = \rho_{\text{cell}} > \rho_c$; 10 – бинодаль; (б), (в) – ячейка и положение мениска в экспериментах II и I соответственно: 4 – сечение ячейки, имеющей форму горизонтального цилиндра; 5 – виртуальная горизонтальная плоскость, размещенная вдоль оси цилиндра и соответствующая смещению h_{j0} и высоте h_{M0} ; 6 – уровень мениска при $\rho_{\text{cell}} < \rho_c$; 7 – направление силы тяжести в ячейке; 8 – уровень мениска при $\rho_{\text{cell}} > \rho_c$.

- диаметр $f_d(\tau) = B_{1-\alpha}\tau^{1-\alpha} + B_1\tau$ [12], который включает два компонента, полученные с помощью данных [10];

- диаметр $f_d(\tau) = B_0 + B_1\tau$ [12] в форме прямолинейного диаметра, который построен по (ρ_l, ρ_g, T) -данным, относящимся к регулярной области температур и измеренным в [10];

- функции, отвечающие линейной форме $f_d(\tau) = B_1\tau$ и рекомендованные в работах [8, 9], коэффициенты которых найдены с помощью результатов [9].

В отношении известных экспериментальных (ρ_l, ρ_g, T) -данных в [2, 3] сделан вывод, который свидетельствует о заметном расхождении между источниками [9] и [10]. В работе [9] (ρ_l, ρ_g, T) -данные получены прямым методом, т.е. в пьезометрическом эксперименте на первом этапе измерялись (ρ, P, T) -данные на изотерме, здесь P – давление в пьезометре, например, в жидкой фазе вблизи линии насыщения. На втором этапе находилось значение ρ_l путем экстраполяции (ρ, P) -данных до линии кипения при $P = P_s$.

В работе [10] (ρ_l, ρ_g, T) -данные получены косвенным путем, при этом в качестве исходных данных для плотности использовались прямые измерения в форме $(\epsilon_l, \epsilon_g, T)$ -данных. Здесь ϵ_l, ϵ_g – диэлектрические проницаемости, измеряемые двумя датчиками в жидкой и газовой фазах. Анализ показывает, что величины ϵ_l, ϵ_g существенно зависят от высот h_l, h_g , на которых размещены датчики диэлектрической проницаемости в ячейке. Здесь h_l, h_g – расстояния по вертикали до датчиков от дна ячейки (ср. с высотой h , которая отсчитывается от нижней образующей цилиндра и определяет положение датчика плотности в экс-

перименте II). В работе [10] отсутствует информация о значениях h_l, h_g , на которых расположены два датчика, регистрирующие $(\epsilon_l, \epsilon_g, T)$ -данные.

Указанная несогласованность приводит, с одной стороны, к тому, что размерный средний диаметр $D_m = (\rho_l + \rho_g)/2 = \rho_c(1 + f_d(\tau))$ (линия 2, рис. 1а) содержит функцию $f_d(\tau) = B_{1-\alpha}\tau^{1-\alpha} + B_{2\beta}\tau^{2\beta} + B_1\tau + \dots$ [6], построенную с помощью (ρ_l, ρ_g, T) -данных [10]. Кривизну этого диаметра впервые в 1974 г. отметил Weiner в своей диссертации¹. Линия 2 существенно отклоняется от линии 1 (рис. 1а), которая представляет собой диаметр $D_m = D_0 + D_1\tau$ [12].

С другой стороны, авторами выявлена дополнительная информация о диаметре $f_d(\tau)$ для SF₆. В работе [8] поставлен специальный эксперимент I, указывающий на то, что причиной кривизны диаметра $f_d(\tau)$ [10] является гравитационный эффект. Для подтверждения этого вывода в рамках эксперимента I ячейка [8], имеющая форму горизонтального цилиндра (рис. 1б) и содержащая двухфазный образец SF₆, размещалась в условиях ($g = 9.8 \text{ м/с}^2$) в космической лаборатории. В экспериментах определялось смещение мениска h_l как расстояние от оси цилиндра до уровня мениска, разделяющего фазы (линия 8, рис. 1б). Данные о h_l, T измерялись на нескольких околокритических изотермах. Для обобщения этих данных в [8] предложено уравнение $h_l(\tau) = A(-B(f_d/f_s) + C/f_s)$, в которое входят функции f_d, f_s и константы A, B, C . Значения A, B, C определены с помощью калибровочных экспериментов. В [8] рассмотрено не-

¹ Weiner J. Breakdown of the law of rectilinear diameter. Amherst: University of Massachusetts.

сколько вариантов функции $h_i(\tau)$ и сделан ряд выводов о диаметре $f_d(\tau)$, в том числе:

- диаметр f_d существенно влияет на функцию $h_i(\tau)$ и поэтому погрешность, которую имеет модель $f_d(\tau)$, в значительной степени определяет погрешность $h_i(\tau)$;

- $h_i(\tau)$ (вариант *A*) включает зависимость $f_d(\tau)$, полученную в [6] на основе (ρ_l, ρ_g, T) -данных [10]; этот вариант существенно отклоняется от упомянутых экспериментальных (h_i, T) -данных; измерения [10] и зависимость $f_d(\tau)$ [6] связаны с гравитационным эффектом; в условиях микрогравитации ($g = g_M$) зависимость $f_d(\tau)$ [6] является причиной того, что $h_i(\tau)$ (вариант *A*) не согласуется с экспериментальными (h_i, T) -данными [8];

- в $h_i(\tau)$ (вариант *B*) используется линейная зависимость $f_d(\tau) = B_1\tau$ [8], основанная на (ρ_l, ρ_g, T) -данных [9]; этот вариант позволяет уменьшить отклонение от экспериментальных (h_i, τ) -данных [8] по сравнению с вариантом *A*; отмеченное улучшение косвенно свидетельствует, что (ρ_l, ρ_g, T) -данные [10] содержат погрешность, которая является источником кривизны (см. линию 2, рис. 1а) и существенно превышает погрешность соответствующих результатов [9].

Для детального исследования вопроса о роли гравитации авторами привлечены результаты эксперимента II, поставленного в работе [1]. В экспериментах [1] получены данные о гравитационном эффекте, который реализуется в двухфазном образце C_6F_6 , помещенном в ячейку, изготовленную в форме горизонтального цилиндра (рис. 1в). Гравитационный эффект имеет вид зависимости $\rho(h)$, которая включает плотность ρ вещества на фиксированных высотах h , отсчитываемых от нижней образующей цилиндра (линия 11, рис. 1в), при температурах 515.98, 516.28, 516.57 К (рис. 2, 3).

В [1] представлены также экспериментальные (ρ_l, ρ_g, T) -данные в диапазоне температур 298.79–516.57 К и данные о давлении насыщения P . Эксперимент II показал, что гравитационная составляющая давления ($P_g \approx \rho gh$), которая является компонентом в измеряемой величине P , приводит к следующему выводу: очевидное распределение $\rho(h)$, которое в условиях микрогравитации ($g = g_M$) на изотерме содержит участки $\rho_l = \text{const}$, $\rho_g = \text{const}$ и скачок $\rho_l - \rho_g$, превращается в непрерывную зависимость $\rho(h)$ (рис. 2, 3), при этом в образце фактически отсутствует граница между жидкой и газовой фазами в виде мениска, располагающегося на высоте h_M . На рис. 3 показана зависимость $\rho(h)$, которая относится к $T = 516.28$ К, здесь виден интервал $2\Delta h$ ($\Delta h \approx \pm 2.2$ мм) вблизи оси цилиндра, где гравитационный эффект является существенным.

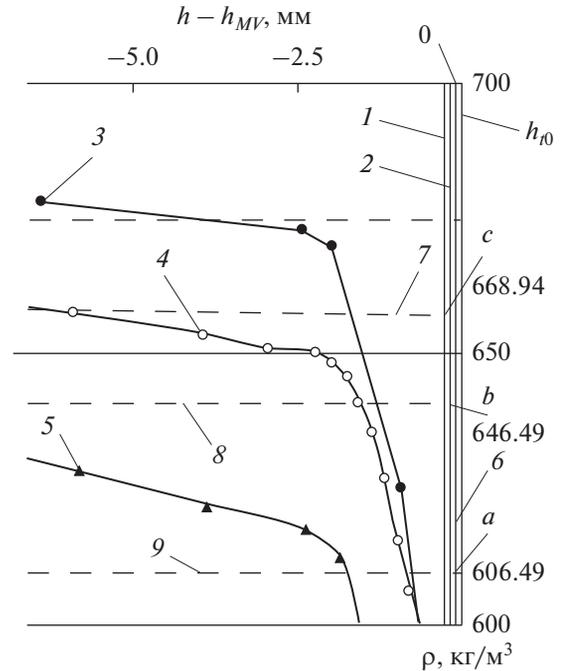


Рис. 2. Распределение плотности C_6F_6 $\rho(h - h_M)$ на изотермах в области высоких плотностей ($\rho > \rho_c$): *a, b, c* – точки пересечения изотерм $\rho_{mid}(h - h_M)$ с локальными уровнями мениска (рядом указаны расчетные значения $\rho_l(T)$); 1, 2, 6 – значения $(h - h_M)$, отвечающие смещениям h_i ; 3, 4, 5 – экспериментальные $(\rho, h - h_M)$ -данные; 7, 8, 9 – значения ρ_{mid} ; 1, 3, 7 – при 515.98 К; 2, 4, 8 – 516.28; 6, 5, 9 – 516.57.

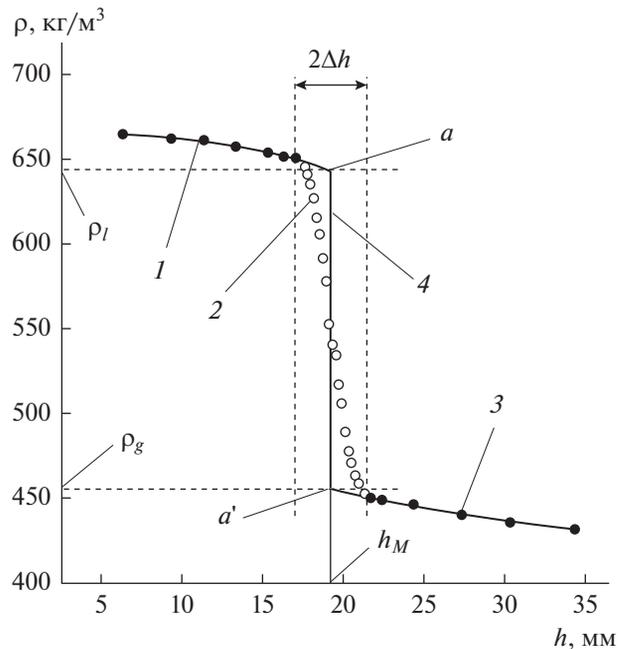


Рис. 3. Распределение плотности C_6F_6 $\rho(h - h_M)$ при 516.28 К: *a, a'* – точки пересечения аппроксимирующих функций с линией $(h = h_M)$; 1 – экспериментальные $(\rho, h - h_M)$ -данные при $\rho > \rho_c$; 2 – экспериментальные $(\rho, h - h_M)$ -данные в интервале $2\Delta h$; 3 – при $\rho < \rho_c$.

Таблица 1. Некоторые результаты второго этапа расчетов для C_6F_6

ρ_l , кг/м ³	ρ_g , кг/м ³	τ	ρ_l , кг/м ³	ρ_g , кг/м ³	u_{exp}	h_{exp} , мм	h_l , мм
670.3	433.7	0.00131	675.54	437.23	0.01268	0.191	0.207
644.8	455.8	0.000731	640.29	453.49	-0.00212	-0.031	0.157
610.1	491.5	0.000168	609.27	496.73	0.005059	0.079	0.078

Планируемый в данном исследовании совместный анализ результатов, полученных в экспериментах I и II, даст возможность оценить количественное влияние гравитационной составляющей P_g на (ρ_l, ρ_g, T) -данные для C_6F_6 и SF_6 . Так, эксперимент II показал, что гравитационный эффект существенно влияет на функцию $\rho(h)$ применительно к C_6F_6 при постоянных внешних P, T . Отклонение локальной плотности $\rho(h)$ при $\rho > \rho_c$ может отличаться от соответствующей плотности $\rho(T)$ на $\pm(2-10)\%$ в зависимости от высоты. Эти отклонения свидетельствуют об уровне ошибок, которые могут присутствовать в (ρ_l, ρ_g, T) -данных [10] для SF_6 .

Представленная информация о SF_6 (разнообразии моделей, расхождения в экспериментальных данных о плотности и др.) не дает возможности пользователю отдать предпочтение результатам [9] перед результатами [10], а также выделить уравнения, включенные в первую группу, как более точные по сравнению с аналогичными функциями, входящими во вторую группу. Построение адекватных моделей, которые в критической области описывают бинадаль, диаметр $f_d(\tau)$ и другие функции, следует рассматривать как актуальную проблему для SF_6 .

В настоящей работе проводится совместный анализ результатов, которые получены в экспериментах I и II и связаны с количественным влиянием гравитационной составляющей P_g на (ρ_l, ρ_g, T) -данные для C_6F_6 и SF_6 . Исследуется положение мениска и соответственно корректируются (ρ_l, ρ_g, T) -данные для C_6F_6 при условии пониженного гравитационного эффекта в ячейке [1]. Вычисляются (ρ_l, ρ_g, T) -данные для SF_6 в окрестности T_c , не охваченной экспериментом, с привлечением экспериментальных значений (h_l, T) [8].

Для C_6F_6 и SF_6 находятся новые выражения функций $\rho_l(\tau)$, $\rho_g(\tau)$, $f_d(\tau)$ и др. с существенным уточнением ранее известных результатов в околокритической области.

ПОЛОЖЕНИЕ МЕНИСКА В ЯЧЕЙКЕ

В эксперименте II фактически не оценивается положение мениска в ячейке, а предлагается метод, в котором выбирается виртуальная плоскость S_v , имеющая высоту h_M (линия 4, рис. 3).

Данная высота составляет $h_M = 19.1$ мм и располагается в окрестности Δh вблизи оси ячейки (рис. 2, 3). Ячейка имеет длину $L = 140.0$ мм и диаметр $d = 40.0$ мм. В этом методе выбраны экспериментальные (ρ, h) -данные, относящиеся, например, к изотерме $T = 516.28$ К (линия 1, рис. 3) при высоких плотностях ($\rho > \rho_c$) и размещенные вне Δh . Затем (ρ, h) -данные экстраполировались до точки a пересечения с линией 4 (рис. 3). В данной точке ($\rho_l = 644.8$ кг/м³) (табл. 1). Аналогичным образом выбирались экспериментальные данные (ρ, h) (линия 3, рис. 3), которые относятся к низким плотностям ($\rho < \rho_c$) и размещены за пределами Δh . Эти (ρ, h) -данные экстраполировались до точки пересечения a' с линией 4 (рис. 3), чтобы вычислить значение $\rho_g = 455.8$ кг/м³ (табл. 1).

Представляет интерес найти, на каком уровне h_{MT} будет размещаться мениск в ячейке (рис. 1в). Для этого граничные условия выбраны следующими:

- средняя плотность $\rho_{\text{cell}} = M/V$, которую имеет образец, определяется равенством $\rho_{\text{cell}} = \rho_c$, т.е. линия 3 (рис. 1а) является критической изохорой; температура T удовлетворяет неравенству $T < T_c$ (например, $T = 516.28$ К);

- гравитационный эффект значительно снижен; равновесная плотность в верхней части цилиндра равна $\rho_g(T)$, а в нижней части цилиндра — $\rho_l(T)$; в ячейке образуется мениск из-за конечной разности плотностей $(\rho_l - \rho_g)$.

Отмеченное условие микрогравитации ($g = g_M$) можно создать, например, за счет перемешивания вещества в верхней части до состояния, которому отвечает равновесная величина $\rho_g(T)$, и такого же перемешивания вещества в нижней части до достижения плотности $\rho_l(T)$.

Для определения уровня мениска рассмотрим изохорный процесс в ячейке, имеющей объем V (рис. 1в). Пусть в начальном состоянии вещество имеет параметры $\rho = \rho_c$, $T_1 = T_c$. Разместим виртуальную горизонтальную плоскость S_v (линия 5, рис. 1в) вдоль оси цилиндра. Это положение принято за начало отсчета h_0 (рис. 2), для смещения h_l (линия 12, рис. 1в), которое имеет мениск, разделяющий две фазы при понижении или повышении температуры ячейки. Выделим верхнюю и

нижнюю части ячейки (V_g, V_l), которые имеют объем $V/2$ (рис. 1в).

Переведем вещество в состояние II. В этом процессе выполняются следующие условия: $\rho_{\text{cell}} = \rho_c = \text{const}$, $T_{\text{II}} = T_c + \Delta T$. Здесь ρ_{cell} – средняя плотность вещества в ячейке, $\Delta T > 0$. В результате происходит перегрев вещества в ячейке по отношению к критической температуре, и мениска не возникает.

Переведем вещество в состояние I. В этом процессе выполняются следующие условия: реализована микрогравитация ($g = g_M$), $\rho_{\text{cell}} = \rho_c = \text{const}$, $T_2 = T_c - \Delta T$, $\Delta T > 0$. В результате происходят:

- конденсация в ячейке, и масса вещества в верхней части уменьшается ($\Delta M > 0$),
- плотность газовой фазы ρ_g отличается от плотности жидкой фазы ρ_l ; благодаря микрогравитации и конечной разности ($\rho_l - \rho_g$) образуется мениск, расположенный ниже оси ячейки и разделяющий две фазы;
- смещение плоскости S_v вниз до мениска (линия б, рис. 1в); это смещение h_l отмечено линией 12 (рис. 1в).

Плотности фаз можно записать как $(\rho_g, \rho_l) = (\rho_c + \Delta\rho_g, \rho_c + \Delta\rho_l)$, где $\Delta\rho_l = (\rho_l - \rho_c)/\rho_c$, $\Delta\rho_g = (\rho_g - \rho_c)/\rho_c$. Запишем объем V образца как функцию ряда аргументов, включая $(\Delta M, \Delta\rho_g, \Delta\rho_l)$, в виде

$$V = \left(\frac{M}{2} - \Delta M\right) \frac{1}{\rho_c + \Delta\rho_g \rho_c} + \left(\frac{M}{2} + \Delta M\right) \frac{1}{\rho_c + \Delta\rho_l \rho_c}. \quad (1)$$

Из (1) функция $\Delta M/M$ выражается как

$$\frac{\Delta M}{M} = \left(\frac{\Delta\rho_l + \Delta\rho_g}{2} + \Delta\rho_l \Delta\rho_g\right) \frac{1}{\Delta\rho_g - \Delta\rho_l}. \quad (2)$$

Функции f_d, f_s вводятся в виде

$$f_d = (\rho_l + \rho_g)(2\rho_c)^{-1} - 1 = (\Delta\rho_l + \Delta\rho_g)/2, \quad (3)$$

$$f_s = (\rho_l - \rho_g)(2\rho_c)^{-1} = (\Delta\rho_l - \Delta\rho_g)/2. \quad (4)$$

После некоторых преобразований подстановка (3), (4) в (2) с учетом равенства $(\Delta\rho_g - \Delta\rho_l) = -2f_s$, $\Delta\rho_g \Delta\rho_l = f_d^2 - f_s^2$ дает

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{f_s}{2} - \frac{f_d}{2f_s} - \frac{f_d^2}{2f_s}. \quad (5)$$

Изменение объема верхней части представляется как

$$\Delta V_g = \left(\frac{M}{2} - \Delta M\right) \frac{1}{\rho_g} - \frac{V}{2}. \quad (6)$$

Используя (5) и (6), после преобразований относительное изменение объема $\Delta V_g/V$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V_g}{V} &= \left(\frac{\rho_c}{2} - \frac{\Delta M}{M} \rho_c\right) \frac{1}{\rho_c(1 + \Delta\rho_g)} - \frac{1}{2} \approx \\ &\approx \left(\frac{1}{2} - \frac{\Delta M}{M}\right) (1 - \Delta\rho_g) - \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя равенство $\Delta\rho_g = f_d - f_s$ и уравнения (5), (7), функцию $\frac{\Delta V_g}{V}$ можно представить как

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V_g}{V} &= \frac{(f_d + f_d^2 - f_s^2)(1 + f_s - f_d) - f_d - f_s}{2f_s} = \\ &= \frac{f_d}{f_s} \left(\frac{1}{2} + \frac{f_d f_s}{2} + \frac{f_d f_s^2}{2} + \dots\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим следующие условия: $f_s > 0$ [7] и $\Delta V_g/V > 0$, т.е. относительный объем верхней части увеличивается в изохорном процессе, тогда в асимптотической температурной области ($\Delta T > 0$ мало) из уравнения (8) можно получить следующее неравенство:

$$f_d \approx \frac{2\Delta V_g}{V} f_s > 0. \quad (9)$$

Вывод (9) получен впервые и является справедливым для любой формы функций $f_d(\tau), f_s(\tau)$ в указанных условиях. Представим ΔV_g как элементарный объем образца, имеющего высоту h_l , и запишем отношение $\Delta V_g/V$ как приближенную функцию с аргументом h_l в виде

$$\frac{\Delta V_g}{V} = \frac{h_l L d}{L \frac{\pi d^2}{4}}. \quad (10)$$

Смещение h_l можно с использованием (8) и (10) представить в виде

$$h_l = \frac{\pi d}{8} ur, \quad (11)$$

где $ur = f_d/f_s$ – комплекс, зависящий от температуры.

Из уравнения (11) следует, что смещение h_l не является единственным значением, которое отвечало бы высоте ($h_M = 19.1$ мм), предложенной в [1].

ОЦЕНКА ПОЛОЖЕНИЯ МЕНИСКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ II И НЕКОТОРЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ ДАННЫЕ О ПЛОТНОСТИ C_6F_6

Для построения функции $h_l(T)$ применительно к температурным условиям, которые реализованы в эксперименте II [1], предлагается следующий подход. На первом этапе выбираются ком-

бинированные модели $f_s(C, D, \tau)$, $f_d(C, D, \tau)$ для представления f_s, f_d в виде [2, 3, 13]:

$$f_s = B_{s0}\tau^\beta + B_{s1}\tau^{\beta+\Delta} + B_{s2}\tau^{\beta+2\Delta} + B_{s3}\tau^2 + B_{s4}\tau^3, \quad (12)$$

$$f_d = B_{d0}\tau^{1-\alpha} + B_{d\text{exp}}\tau^{2\beta} + B_{d1}\tau^{1-\alpha+\Delta} + B_{d3}\tau^2 + B_{d4}\tau^3, \quad (13)$$

где $D = (T_c, \rho_c, \alpha, \beta, \dots)$ – критические характеристики модели, $C = (B_{si}, B_{di})$ – коэффициенты.

Подчеркнем, во-первых, то, что в литературе отсутствуют скейлинговые модели, описывающие функции f_s, f_d и др. в критической области для C_6F_6 . Значения C и D (12), (13) определялись на основе нелинейного метода наименьших квадратов (NRMS) [5, 13] и экспериментальных (ρ_l, ρ_g, T -данных для C_6F_6 [1]. Во-вторых, структура моделей (12), (13) содержит лидирующие скейлинговые компоненты $B_{d0}\tau^{1-\alpha}$, $B_{d0}\tau^{2\beta}$, которые отражают современные тенденции МТ [2, 3, 6, 13].

В методе NRMS на первом этапе выбирается следующая информация:

- начальное приближение для D таково: $T_c = 516.62$ К [1], $\rho_c = 550.9$ кг/м³ [1], $\alpha = 0.11$ [7], $\beta = 0.325$ [7], $B_{s0} = 2.0$ [7], $B_{d0} = 0.5$ [7], $B_{d\text{exp}} = 0.2$;

- лидирующий компонент f_d (13) отвечает равенству $B_{d\text{exp}} > 0$ (см. условие (9)).

На втором рассчитываются значения C, D : $T_c = 516.65$ К, $\rho_c = 550.43$ кг/м³, $\alpha = 0.131$, $\beta = 0.348$, $B_{s0} = 2.145$, $B_{d0} = 0.595$, $B_{d\text{exp}} = 0.1005$.

Полученные модели (12), (13) послужили основой для функций $\rho_l(\tau, D, C)$, $\rho_g(\tau, D, C)$ в следующем виде:

$$\rho_l = (f_d + f_s + 1)\rho_c, \quad \rho_g = (f_d - f_s + 1)\rho_c. \quad (14)$$

На основе уравнений (11)–(14) получены некоторые численные величины. Рассчитаны (ρ_g, ρ_l, T -данные на изотермах [1]. Результаты согласуются с (ρ_l, ρ_g, T -данными [1] с приемлемой точностью в интервале ($2 \times 10^{-4} < \tau < 0.2$). Средние квадратические отклонения (СКО) S_g, S_l для (ρ_l, ρ_g, T -данных [1] от результатов уравнений (14) составили: $S_g = 0.52\%$, $S_l = 0.12\%$.

Подход NRMS [5, 13] дал возможность определить коэффициенты для скейлинговой части – $f_{s\text{scale}} = B_{s0}\tau^\beta + B_{s1}\tau^{\beta+\Delta} + B_{s2}\tau^{\beta+2\Delta}$, $f_{d\text{scale}} = B_{d0}\tau^{1-\alpha} + B_{d\text{exp}}\tau^{2\beta} + B_{d1}\tau^{1-\alpha+\Delta}$, входящей в (12), (13). Соответствующие им функции $\rho_l(\tau, D)$, $\rho_g(\tau, D)$ дают удовлетворительное согласование с экспериментом [1] в интервале ($2 \times 10^{-4} < \tau < 0.1$), при этом СКО составляют $S_g = 0.31\%$, $S_l = 0.16\%$.

Часть численных результатов можно видеть в табл. 1. Там же представлены экспериментальные величины плотности и данные о $ur_{\text{exp}}, h_{l\text{exp}}, T$. При вычислении последних привлекались (ρ_l, ρ_g, T -

данные [1], уравнение (11) и значения D , найденные на втором этапе.

Сравнение показывает, что экспериментальные значения ρ_l, ρ_g заметно отклоняются от соответствующих расчетных величин (табл. 1). Из анализа следует, что выявленные отклонения экспериментальных значений плотностей приводят к тому, что ($ur_{\text{exp}}, h_{l\text{exp}}, T$)-данные являются немонотонными. Расчетные (h_l, T)-данные монотонно убывают с ростом температуры (табл. 1). На рис. 2 качественно показаны линии (1, 2, б), отвечающие смещениям h_l при температурах 515.98, 516.28, 516.57 К.

Рассчитанные (ur, h_l, T)-данные существенно зависят от лидирующих компонентов $B_{s0}\tau^\beta, B_{d0}\tau^{2\beta}$ в соответствии с уравнением (11). При приближении к T_c значения ur и h_l положительны и стремятся к нулю.

Данные о h_l, T (табл. 1) использованы для оценки средней интегральной плотности $\rho_{\text{mid } l}$ в объеме V_l с помощью распределения $\rho(h - h_M)$ на изотермах (рис. 2). Для этого принято, что высота мениска $h_{MV} = 19.1$ мм отвечает следующим граничным условиям:

- соответствующая температура образца составляет $T = 516.57$ К (максимальная температура в эксперименте [1]);

- соответствующее смещение мениска составляет $h_{l1} = 0.083$ мм (табл. 1); указанное состояние отвечает аргументу ($h_i - h_M = 0, i = 1$) и линии б (рис. 2).

На втором шаге из распределения $\rho(h_i - h_M)$ (например, линия 5, $T = 516.57$ К, рис. 2) получены распределения $\rho(h_{ii})$ при температурах 515.98, 516.28, 516.57 К.

На третьем шаге рассмотрена гипотеза A , которая объясняет влияние гравитации ($g = 9.8$ м с⁻²) на распределение $\rho(h_i)$ при заданной температуре. В рамках гипотезы A в образце создается ряд условий. Во-первых, температура образца отвечает значению 516.57 К, его плотность $\rho_{\text{cell}} \approx \rho_c = \text{const}$, мениск имеет смещение $h_{l1} = 0.083$ мм, которое реализовано выше в условиях микрогравитации ($g = g_M$).

Во-вторых, повышается гравитация в ячейке, в результате чего начальное распределение $\rho(h)$, которое отвечает микрогравитации ($g = g_M$) и имеет скачок ($\rho_l - \rho_g$), будет изменяться. Согласно гипотезе A , градиент давления, возникающий по высоте ячейки при гравитации ($g = 9.8$ м/с²), вызывает процесс, благодаря которому происходит перераспределение молекул, находящихся в объеме V_l . Так, существенно уменьшится количество молекул в элементарном объеме, который расположен снизу вблизи плоскости S_v , имеющей смещение $h_{l1} = 0.083$ мм. Начальная плотность ρ_l , со-

Таблица 2. Плотности ($\rho_{mid\ l}$, $\rho_{mid\ g}$) на околокритических изотермах C_6F_6

T , К	$\rho_{mid\ l}$, кг/м ³	$\rho_{mid\ g}$, кг/м ³
515.98	668.94	435.03
516.28	646.49	456.29
516.57	606.49	494.93

ответствующая микрогравитации ($g = g_M$), уменьшается до конечного значения $\rho(h_{i1})$ (рис. 2) при $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, т.е. эффект $\Delta\rho(T, h) = \rho(h_{i1}) - \rho_l$, который вызван гравитацией ($g = 9.8 \text{ м/с}^2$), является отрицательным.

В связи с перераспределением молекул в элементарном объеме, который расположен вблизи нижней образующей цилиндра, существенно меняется начальная плотность ρ_i ; она увеличивается до значения $\rho(h_i)$, так как эффект $\Delta\rho(T, h)$ является положительным при $h - h_M = 0$.

В целом начальный профиль плотности превращается в непрерывную зависимость $\rho(h)$ (линия 5, рис. 2), при этом в соответствии с гипотезой А средняя плотность $\rho_{mid\ l}$ в объеме V_l не меняется в связи с указанными процессами, и выполняется условие $\rho_{mid\ l} = \rho_l$.

На основании гипотезы А найдены:

а) элементарные массы $\Delta h_{ii} Ls(h_{ii})\rho(h_{ii})$, $i = 1 \dots N$, здесь $\Delta h_{ii} = (h_{i(i+1)} - h_{ii})$ – высота элементарного объема, $s(h_{ii})$ – длина секущей, которая относится к сечению ячейки и отстоит на h_{ii} от оси цилиндра, N – число участков на интервале $(19.1 \text{ мм} - h_{i1})$,

б) элементарные объемы $\Delta h_{ii} Ls(h_{ii})$, $i = 1 \dots N$ в интервале от h_{i1} до h_{iN} .

На четвертом шаге было выполнено численное интегрирование указанных масс и объемов в интервале от h_{i1} до h_{iN} . В итоге этой обработки определены: $M_{mid\ l}$, $V_{mid\ l}$ и их отношение $\rho_{mid\ l} = 606.49 \text{ кг/м}^3$ (линия 9, рис. 2, табл. 2), которое представляет собой плотность образца в объеме V_l .

Аналогичным образом рассчитаны $M_{mid\ g}$, $V_{mid\ g}$ и их отношение $\rho_{mid\ g} = 456.29 \text{ кг/м}^3$ (табл. 2), которое представляет собой среднюю плотность образца в объеме V_g .

На рис. 3 показан пример экспериментального распределения $\rho(h)$ (линии 1–3) от нижней цилиндра до верхней образующей при $T = 516.28 \text{ К}$.

На пятом шаге из распределений $\rho(h - h_M)$, которые получены в эксперименте II при температурах 515.98, 516.28 К, и с помощью схемы вычисления, рассмотренной выше, определены $\rho_{mid\ l}$, $\rho_{mid\ g}$ на указанных изотермах (табл. 2).

В целом данные результаты дали возможность сформировать модифицированный массив (ρ_l, ρ_g, T)-данных, в который внесены:

- экспериментальные (ρ_l, ρ_g, T)-данные [1] при температурах 298.79–516.57 К, из которых исключены точки, относящиеся к температурам 515.98, 516.28, 516.57 К;

- (ρ_l, ρ_g, T)-данные, которые содержатся в табл. 2.

На основе модифицированного массива данных и методики NRMS вычислены параметры C, D , входящие в (12), (13) (табл. 3).

Рассчитаны плотности ρ_i и локальные отклонения $\delta\rho = 100(\rho_i - \rho_{(14)i})/\rho_i$, где $\rho_{(14)i}$ – значение плотности, рассчитанное с помощью уравнений (14), ρ_i – плотность, входящая в модифицированные (ρ_l, ρ_g, T)-данные.

Анализ показал, что уравнения (14) представляют экспериментальные (ρ_l, ρ_g, T)-данные [1] с приемлемой точностью в интервале $(2 \times 10^{-4} < \tau < 0.2)$. СКО для (ρ_l, ρ_g, T)-данных [1] от значений, полученных по уравнению (14), определены как $S_g = 0.48\%$, $S_l = 0.12\%$.

Представляет интерес расположение мениска при граничных условиях эксперимента I:

- ρ_{cell} следует неравенству $\rho_{cell} > \rho_c$ (рис. 1а, линия 3);

- температура T отвечает неравенству $T < T_{CX}$, где T_{CX} – температура, которая относится к точке c (рис. 1а), лежащей на линии насыщения; плотность в точке c отвечает равенству $\rho_l = \rho_{cell}$;

- гравитационный эффект значительно снижен в ячейке, например, благодаря ее размещению в космической лаборатории (условия микрогравитации, $g = g_M$).

Рассмотрим состояние III для образца в ячейке, когда его параметры отвечают равенствам $T = T_{cross}$, $\rho = \rho_{cell}$ (точка d , рис. 1а); смещение ме-

Таблица 3. Параметры модели (12), (13) для C_6F_6

ρ_c , кг/м ³	T_c , К	α	β	B_{s0}	B_{s1}	B_{s2}
550.77	516.65	0.12985	0.34799	2.14345	0.134753	-1.253085
B_{s3}	B_{s4}	B_{d0}	B_{dexp}	B_{d2}	B_{d3}	B_{d4}
1.40842	-0.897481	0.59485	0.09995	0.042626	1.490123	-2.520365

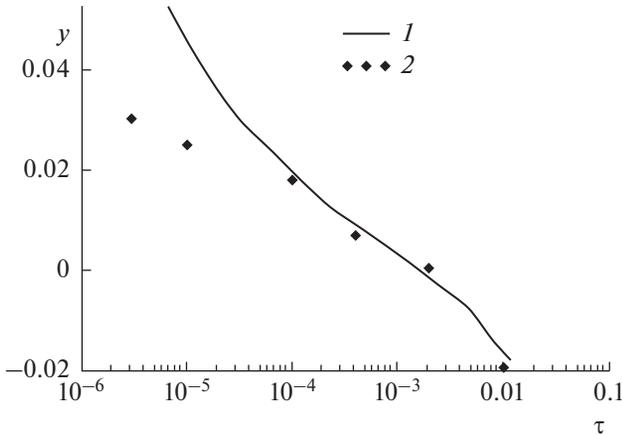


Рис. 4. Зависимости $y(\tau)$: 1 – $y(\tau)$ (20), 2 – экспериментальные (V_{exp}, τ)-данные.

ниска $h_t = 0$; верхняя и нижняя части имеют объем $V/2$. Плотности вещества отвечают равенствам: $\rho_g = \rho_g(T_{\text{cross}})$, $\rho_l = \rho_l(T_{\text{cross}})$.

Переведем образец в состояние IV, его параметры таковы: $T_{\text{CX}} > T > T_{\text{cross}}$, $\rho = \rho_{\text{cell}}$ (точка e , рис. 1а). В состоянии IV мениск отвечает линии δ (рис. 1б). Для состояния IV используется массовый баланс и V_g/V записывается в виде

$$V_g \rho_g + (V - V_g) \rho_l = V \rho_{\text{cell}}, \quad \frac{V_g}{V} = \frac{\rho_{\text{cell}} - \rho_l}{\rho_g - \rho_l}. \quad (15)$$

Введя в (15) функции $\Delta \rho_l, \Delta \rho_g, \Delta \rho_{\text{cell}} = \frac{\rho_{\text{cell}} - \rho_c}{\rho_c}$, можно выразить V_g/V в форме

$$\frac{V_g}{V} = \frac{\Delta \rho_l}{\Delta \rho_l - \Delta \rho_g} - \frac{\Delta \rho_{\text{cell}}}{\Delta \rho_l - \Delta \rho_g}. \quad (16)$$

Можно записать функцию $\Delta \rho_{\text{cell}}$, относящуюся к состоянию IV, в виде

$$\Delta \rho_{\text{cell}} = \frac{1}{2} (\Delta \rho_l(T_{\text{cross}}) + \Delta \rho_g(T_{\text{cross}})) = f_d(T_{\text{cross}}). \quad (17)$$

Введя смещение мениска h_t в отношение V_g/V , используя (10), (16) и (17), получим

$$\frac{\Delta V_g}{V} = \frac{4h_t L d}{\pi d^2 L} = \frac{1}{2} - \frac{f_s + f_d}{2f_s} ur - \frac{f_d(T_{\text{cross}})}{2f_s}. \quad (18)$$

Используя (18), запишем $h_t(T)$ в форме

$$h_t = \frac{\pi d}{8} \left(-ur + \frac{f_d(T_{\text{cross}})}{f_s} \right). \quad (19)$$

Формула (19) показывает, что смещение h_t существенно зависит не только от комплекса ur , но и от плотности образца ρ_{cell} .

НЕКОТОРЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ ДАННЫЕ О ПЛОТНОСТИ SF_6 И ОЦЕНКА ПОЛОЖЕНИЯ МЕНИСКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ I

В эксперименте I используется цилиндрическая ячейка, имеющая $d = (10.606 \pm 0.005)$ мм и эффективный объем $V = 221.7$ мм³. В эксперименте проводится ряд измерений, в том числе определяются смещение h_t (линия 13, рис. 1б) и температура двухфазного образца в заданном интервале при условии $\rho_{\text{cell}} > \rho_c$. В статье [8] представлены результаты, среди которых:

- график экспериментальной функции $y = h_t/r$ в диапазоне температур от 308 К до температур, очень близких к T_c , при этом минимальное отклонение от T_c составляет ~ 1 мК;

- аналитическая форма для функции $y(\tau)$ в виде

$$y = \frac{\pi}{4} \left(-ur + \frac{0.002}{f_s} \right) (1 + x), \quad (20)$$

где $0.002 = \Delta \rho_{\text{cell}} = \frac{\rho_{\text{cell}} - \rho_c}{\rho_c}$, $x = 0.06$ – поправочный член, связанный с эффективным объемом ячейки.

В [8] представлены такие значения, как $T_c = 318.707297$ К, $T_{\text{CX}} = 318.707270$ К, $317.823 > T_{\text{cross}} > 318.123$ К, $\rho_c = (742.0 \pm 1.5)$ кг/м³. Функция $y(\tau)$ показана на рис. 4 при относительных температурах $\tau = 10^{-6} - 10^{-2}$.

Интересной задачей является построение (ρ_g, ρ_l, T) -данных на основе значений (y, T) [8] при относительных температурах $\tau = 10^{-3} - 10^{-6}$. На первом этапе решения этой задачи выбраны комбинированные модели (12), (13) для представления функций f_s, f_d со значениями C и D , опубликованными в [3] для SF_6 . В работе [3] использовались экспериментальные (ρ_g, ρ_l, T) -данные [9] для вычисления значений C, D при температурах $\tau = 2 \times 10^{-4} - 0.3$. Также в [3] представлены такие значения D , как $T_c = 318.7095$ К, $\rho_c = 741.61$ кг/м³, $\alpha = 0.1098$, $\beta = 0.34745$, $B_{d0} = 0.25491$, $B_{s0} = 1.9569$, $B_{\text{dexp}} = 0.08499$.

Отметим, что авторы [9] оценили ошибку $\delta \rho_{\text{exp}} \leq 0.1\%$ для своих (ρ_g, ρ_l, T) -данных и определили такие значения D , как $T_c = 318.723$ К и $\rho_c = 742.26$ кг/м³.

Далее выбираются экспериментальные данные $y_{\text{exp}, i}, T_i, i = 1 \dots N$, которые имеются в [8] при $\tau = 10^{-3} - 10^{-6}$ (рис. 4). С использованием этих значений и функции f_s (12), коэффициенты которой приведены в [3], рассчитаны некоторые величины, часть которых показана в табл. 4:

- данные о $f_{si}, T_i, i = 1 \dots 4$;

Таблица 4. Некоторые результаты второго этапа расчетов для SF₆

<i>T</i> , К	<i>y</i> _{exp}	<i>f</i> _{<i>s</i>}	<i>ur</i>	<i>f</i> _{<i>d</i>}	ρ_g , кг/м ³	ρ_l , кг/м ³
318.583	0.00712	0.12897	0.00713	0.000923	646.65	837.92
318.678	0.0185	0.07964	0.00351	0.000281	682.76	800.86
318.707	0.0251	0.03576	0.0260	0.000935	715.78	768.81
318.709	0.0315	0.02353	0.0488	0.00115	725.02	759.91

Таблица 5. Параметры моделей (12), (13) для SF₆

ρ_c , кг/м ³	<i>T</i> _{<i>c</i>} , К	α_4	β_4	<i>B</i> ₃₀	<i>B</i> ₃₁	<i>B</i> ₃₂
741.645	318.7101	0.1112	0.3477	1.95825	0.021714	-0.060572
<i>B</i> ₃₃	<i>B</i> ₃₄	<i>B</i> _{<i>d</i>0}	<i>B</i> _{<i>d</i>exp}	<i>B</i> _{<i>d</i>2}	<i>B</i> _{<i>d</i>3}	<i>B</i> _{<i>d</i>4}
-0.938958	1.211974	0.25941	0.08521	1.02283	-0.84764	0.620608

- значения *ur_i*, *T_i*, *i* = 1...4, полученные с помощью уравнения (20), и данные *y_{exp*i*}*, *T_i* и *f_{si}*, *T_i*;
- данные *f_{di}*, *T_i*, *i* = 1...4, полученные с помощью *ur_i*, *T_i* и *f_{si}*, *T_i*;
- ρ_{gi} , ρ_{li} , *T_i*, *i* = 1...4, полученные с использованием уравнений (14), *f_{di}*, *T_i*; *f_{si}*, *T_i* и ρ_c [3].

Сформированы комбинированные (ρ_g , ρ_l , *T*)-данные. Этот массив объединил данные из табл. 4 и экспериментальные данные [9]. С помощью этого массива и NRMS определены параметры *C*, *D*, входящие в модели (12), (13) (табл. 5).

Сравним результаты, которые основываются на функциях $\rho_l(\tau, D, C)$, $\rho_g(\tau, D, C)$, содержащих параметры *D*, *C* (табл. 5). Во-первых, подсчитаны локальные отклонения $\delta\rho_l = 100(\rho_l - \rho_l(\tau, D, C))/\rho_l$, $\delta\rho_g = 100(\rho_g - \rho_g(\tau, D, C))/\rho_g$. В этом сравнении используются комбинированные (ρ_g , ρ_l , *T*)-данные. СКО от соответствующих функций $\rho_l(\tau, D, C)$, $\rho_g(\tau, D, C)$ определены как *S_g* = 0.067% и *S_l* = 0.029%. Во-вторых, анализ показал, что уравнения $\rho_l(\tau, D, C)$, $\rho_g(\tau, D, C)$ передают комбинированные (ρ_g , ρ_l , *T*)-данные с приемлемой точностью

в интервале ($2 \times 10^{-6} < \tau < 0.3$) (рис. 5). Отметим, что (ρ_g , ρ_l , *T*)-данные [9] имеют погрешность, оцениваемую в [9] как $\delta\rho_{exp} \leq 0.1\%$.

В-третьих, получены локальные отклонения $\delta\rho_l$, $\delta\rho_g$ (рис. 6), которые относятся к (ρ_g , ρ_l , *T*)-массиву [10]. Эти экспериментальные результаты использованы в работах [2–6, 11, 12] для построения скейлинговых моделей *f_s*(τ), *f_d*(τ), *D_m*(τ) и др. для SF₆. Анализ позволил оценить:

а) среднее арифметическое отклонение $\delta\rho_{lM} = (\sum \delta\rho_{li})/N_2$, *i* = 1... *N₂*, *N₂* = 33 для (ρ_l , *T*)-данных [10] как $\delta\rho_{lM} = -0.95\%$;

б) среднее арифметическое отклонение $\delta\rho_{gM} = (\sum \delta\rho_{gi})/N_2$, *i* = 1... *N₂* для (ρ_g , *T*) [10] в $\delta\rho_{gM} = -1.05\%$.

Существует несколько моделей в упомянутых исследованиях, в том числе:

1) модель средней относительной плотности на бинадали $F_d = (\rho_l + \rho_g)(2\rho_c)^{-1}$ в виде $F_d = A_0 + A_1\tau$ [12], где *A₀* = 1.0024, *A_{1- α}* = 1.018, *T_c* = 318.707 К, $\rho_c = 733$ кг/м³;

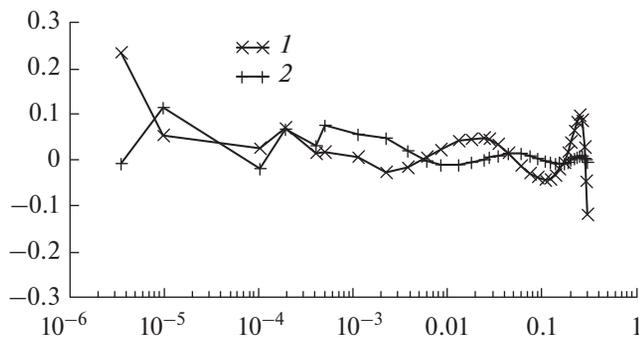


Рис. 5. Сравнение комбинированных (ρ_l , ρ_g , *T*)-данных с функциями $\rho_l(\tau, D, C)$ и $\rho_g(\tau, D, C)$: 1 – $\delta\rho_g$, 2 – $\delta\rho_l$.

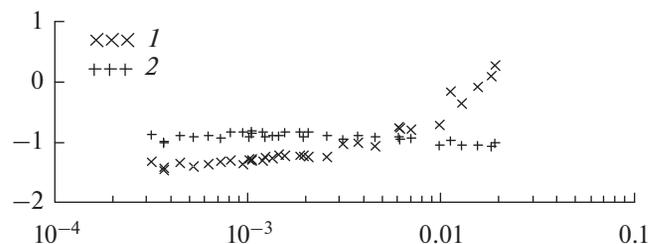


Рис. 6. Сравнение (ρ_l , ρ_g , *T*)-данных [10] с функциями $\rho_l(\tau, D, C)$ и $\rho_g(\tau, D, C)$: 1 – $\delta\rho_g$, 2 – $\delta\rho_l$.

2) $F_d = A_0 + A_{1-\alpha}\tau^{1-\alpha}$ [12], где $A_0 = 1.0012$, $A_{1-\alpha} = 0.6909$, $\alpha = 0.11$;

3) $f_d = B_{2\beta}\tau^{2\beta}$ [4], где $2\beta = 0.78$, $T_c = 318.707$ К, $\rho_c = 733$ кг/м³;

4) $f_d = B_{1-\alpha}\tau^{1-\alpha} + B_{2\beta}\tau^{2\beta} + B_1\tau + \dots$ [6] (результаты данной модели соответствуют линии 2, рис. 1а), где $B_{2\beta} = 1.0864$, $B_{1-\alpha} = -7.990$, $B_1 = 9.770$, $\alpha = 0.11$, $\beta = 0.325$, $T_c = 318.707$ К, $\rho_c = 733$ кг/м³.

Модели (12), (13) и (14), построенные для SF₆, дают независимую основу для оценки погрешности приведенных литературных моделей. Как отдельную важную проблему следует рассматривать вопрос о методе, позволяющем уменьшить систематические ошибки (ρ_g , ρ_l , T)-данных [10], рассмотренных выше. Данный вопрос заслуживает отдельного рассмотрения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано высотное распределение плотности $\rho(h)$ для образца C₆F₆, погруженного в ячейку [1] при гравитации ($g = 9.8$ м/с²). Предложено уравнение $h_i(T)$, которое описывает положение мениска в ячейке при граничных условиях $\rho_{\text{cell}} = \rho_c$ на околоскритических изотермах в условиях микрогравитации ($g = g_M$). Полученное уравнение показывает, что $h_i(T)$ существенно зависит от комплекса ur и параметра порядка f_s .

Рассчитаны некоторые численные данные, которые относятся к температурам от 515.92 до 516.57 К и включают: а) смещения h_i в интервале от 0.208 мм до 0.079 мм, б) (ρ_l , ρ_g , T)-данные. На основе комбинированного массива (ρ_l , ρ_g , T)-данных построены модели (12), (13), применимые в интервале $2 \times 10^{-4} < \tau < 0.2$ для C₆F₆.

Предложено уравнение $h_i(T)$, описывающее положение мениска в ячейке с двухфазным образцом SF₆ применительно к эксперименту I в условиях микрогравитации ($g = g_M$). Выбраны экспериментальные данные, включающие значения ($y_i = h_{ii}/r$, T_i , $i = 1 \dots N$) [8] в диапазоне температур $\tau = 10^{-2} - 10^{-6}$ и интервале h_i от -0.101 до 0.159 мм. Разработан метод, который дает возможность:

- вычислить (ρ_l , ρ_g , T)-данные с помощью отмеченных (y , T)-значений;
- сформировать комбинированный массив (ρ_l , ρ_g , T)-данных, которые включают новые значения и точки [9] в интервале $2 \times 10^{-6} < \tau < 0.3$;
- получить параметры D , C моделей (12), (13) для SF₆.

Анализ показал, что полученные функции $\rho_l(\tau, D, C)$, $\rho_g(\tau, D, C)$ для SF₆ и C₆F₆ удовлетворительно описывают соответствующие исходные

(ρ_l , ρ_g , T)-данные. Так, отклонение комбинированных (ρ_l , ρ_g , T)-данных, включая точки [9], является удовлетворительным ($S_g = 0.067\%$, $S_l = 0.029\%$) в интервале $2 \times 10^{-6} < \tau < 0.3$. Из сравнения видно, что (ρ_l , ρ_g , T)-данные [10] содержат систематическое отклонение $\delta\rho_M \approx -1.0\%$ в интервале $\tau = 2 \times 10^{-4} - 0.02$. Интересно, что функция f_d (13) содержит скейлинговый компонент $B_{d\text{exp}}\tau^{2\beta}$ ($B_{d\text{exp}} > 0$) и не включает линейного члена. Эти особенности отражают современные тенденции МТ [2, 3, 6, 13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stankus S.V., Khairulin R.A.* Properties of Perfluorobenzene near the Critical Point // *Int. J. Thermophys.* 2006. V. 27. № 4. P. 1110.
2. *Vorob'ev V.S., Rykov V.A., Ustyuzhanin E.E., Shishakov V.V., Popov P.V., Rykov S.V.* Comparison of the Scaling Models for Substance Densities Along Saturation Line // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 774. 012017.
3. *Vorob'ev V.S., Ochkov V.F., Rykov V.A., Rykov S.V., Ustyuzhanin E.E., Pokholchenko V.A.* Development of Combined Scaling Models for Liquid and Gas Densities at the Saturation Line: Structures and Numerical Data for SF₆ // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1147. 012016.
4. *Losada-Pérez P., Cerdeiriña C.A.* Coexisting Densities and Critical Asymmetry between Gas and Liquid // *J. Chem. Thermodynamics.* 2017. V. 109. P. 56.
5. *Устюжанин Е.Е., Шишаков В.В., Попов П.В., Рыков В.А., Френкель М.Л.* Скейлинговые модели для описания термодинамических свойств веществ на линии насыщения: перспективы и ограничения // *Вестник МЭИ.* 2011. № 6. С. 167.
6. *Fisher M.E., Orkoulas G.* The Yang–Yang Anomaly in Fluid Criticality: Experiment and Scaling Theory // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 696.
7. *Анисимов М.А. и др.* Термодинамика критического состояния индивидуальных веществ. М.: Энергоиздат, 1990. 125 с.
8. *Garrabos Y., Lecoutre C., Marre S., Beysens D., Hahn I.* Liquid-vapor Rectilinear Diameter Revisited // *Phys. Rev. E.* 2018. V. 97. P. 020101(R).
9. *Funke M., Kleinrahm R., Wagner W.* Measurement and Correlation of the (p , ρ , T) Relation of Sulphur Hexafluoride (SF₆). II. Saturated-liquid and Saturated-vapour Densities and Vapour Pressures Along the Entire Coexistence Curve // *J. Chem. Thermod.* 2001. V. 34. P. 735.
10. *Weiner J., Langley K.H., Ford Jr. N.C.* Experimental Evidence for a Departure from the Law of the Rectilinear Diameter // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 32. P. 879.
11. *Anisimov M.A., Wang J.* Nature of Asymmetry in Fluid Criticality // *Phys. Rev. E.* 2007. 051107.
12. *Pestak M.W., Goldstein R.E., Chan M.H.W., de Bruyn J.R., Balzarini D.A., Ashcroft N.W.* Three-body Interactions, Scaling Variables, and Singular Diameters in the Coexistence Curves of Fluids // *Phys. Rev.* 1987. V. 36. P. 599.
13. *Ochkov V.F., Rykov V.A., Rykov S.V., Ustyuzhanin E.E., Znamensky B.E.* Extrapolation of IAPWS-IF97 Data: The Liquid and Gas Densities on the Saturation Line near the Critical Point of H₂O // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. V. 946. 012119.