

## СКЕЙЛІНГ-РІВНЯННЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКУ ЦЕЗІЮ ПОБЛИЗУ КРИТИЧНОЇ ТОЧКИ РІДИНА-ПАРА

Досліджена форма кривої співіснування лужного металу Cs поблизу критичної точки. Проведена статистична обробка експериментальних даних за температурними залежностями густин співіснуючих рідинної та газової фаз Cs з застосуванням спеціальної методики. Одержано значення критичних параметрів  $T_c$ ,  $\rho_c$  та критичного показника кривої співіснування  $\beta_0 = 0,352 \pm 0,005$ , яке в межах експериментальних похибок збігається з середнім експериментальним значенням  $\beta_0 = 0,35$  для молекулярних рідин, але не узгоджується з результатами класичної теорії та з теоретичним значенням тривимірної моделі Ізінга. Виявлено, що поведінка металічної рідини Cs поблизу критичної точки подібна до поведінки звичайних молекулярних та атомарних рідин.

З часу відкриття критичного стану рідин було отримано велику кількість експериментальних даних щодо поведінки речовин поблизу їхніх критичних точок, а також було запропоновано ряд теорій для опису цієї поведінки. В останні роки встановлено, що в околі критичної точки поведінка термодинамічної системи обумовлена надзвичайно великими флуктуаціями. Класичні теорії, які будувались без врахування флуктуацій, не дають коректного опису критичних явищ. Сучасні експериментальні та теоретичні дослідження критичних явищ спрямовані на перевірку гіпотез подібності та універсальності законів асимптотичної поведінки речовин поблизу критичної точки. Для аналізу фізичних властивостей рідин та реальних газів в широкому діапазоні зміни тиску та температури сучасна теорія пропонує рівняння у вигляді неаналітичних степеневих рядів. На даний час теорія передбачає лише значення показників степені нульового наближення в цих неаналітичних рядах. Відносно показників степені наступних членів розкладу та чисельних коефіцієнтів розкладу в теорії існують різні точки зору. Тому експериментальне вивчення критичних явищ залишається важливою проблемою дослідження фазових перетворень. Зокрема, і для теорії, і для практичних цілей важливо експериментально визначити показники степені (їх ще називають критичними індексами) та коефіцієнти (амплітуди) в рівнянні кривої співіснування (КС), записаному у формі неаналітичного ряду.

Метою даної роботи є дослідження форми КС лужного металу Cs та описання температурної залежності параметра порядку Cs із застосу-

ванням методики статистичної обробки експериментальних даних, яка базується на визначенні показників степені та амплітуд масштабного рівняння КС як вільних параметрів. У процесі статистичної обробки даних одночасно проводилось визначення критичної температури  $T_c$  та критичної густини  $\rho_c$  цезію.

Нами проведений статистичний аналіз експериментальних даних температурних залежностей густин співіснуючих рідинної ( $\rho_l$ ) та газової ( $\rho_g$ ) фаз Cs, отриманих в [1]. В цій роботі відносна похибка вимірювання температури  $\Delta T/T$  була меншою ніж  $\pm 0,1\%$  (що становить  $\Delta T \approx 2$  К для температур, близьких до критичної). Максимальна відносна похибка визначення густини була меншою ніж  $\pm 1\%$ , що становить  $\Delta \rho \approx 0,004$  г/см<sup>3</sup>. Встановлені авторами критичні параметри мають значення:  $T_c = 1924$  К,  $\rho_c = 0,379$  г/см<sup>3</sup>,  $p_c = 92,5$  бар. Похибки визначення критичних значень температури  $T_c$ , густини  $\rho_c$  та тиску  $p_c$  в [1] не наводяться.

Автори [1], аналізуючи асимптотичну поведінку параметра порядку та діаметра КС Cs, використали лінійний закон логарифмічних залежностей для області  $10^{-3} < |\tau| < 10^{-1}$  і знайшли, що значення критичних показників та амплітуд у виразах

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{2\rho_c} = B_0 |\tau|^{\beta_0}, \quad (1)$$

$$\rho_d = \frac{\rho_l + \rho_g}{2\rho_c} = 1 + B_1 |\tau|^{\beta_1}, \quad (2)$$

дорівнюють  $B_0 = 2,25$ ,  $\beta_0 = 0,355 \pm 0,010$ ,  $B_1 = 2,1$  та  $\beta_1 = 0,87 \pm 0,03$ .

Звертається увага на те, що експериментально отримане значення  $\beta_1$  є близьким до теоретичного значення 0,89, але нічого не говориться про незбіг експериментального значення  $\beta_0$  з теоретичним значенням  $\beta_0 = 0,325$ . Автори [1] також апроксимували експериментальні дані розширеними рівняннями

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{2\rho_c} = B_0 |\tau|^{\beta_0} + B_2 |\tau|^{\beta_0 + \Delta} + B_4 |\tau|^{\beta_0 + 2\Delta}, \quad (3)$$

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{2\rho_c} = 1 + B_1 |\tau|^{1-\alpha} + B_3 |\tau| + B_5 |\tau|^{1-\alpha+\Delta}, \quad (4)$$

з фіксованими теоретичними значеннями  $\beta_0 = 0,325$ ,  $\beta_1 = 1 - \alpha = 0,89$ ,  $\Delta = 0,5$ . Вважаючи коефіцієнти  $B_0, B_1, B_2, B_3, B_4$  та  $B_5$  вільними параметрами, автори, як сказано в статті, отримали чудову апроксимацію (результати цієї апроксимації в [1] не наводяться). В статті [1] автори роблять висновок, що КС рідина—пара металічної рідини Cs “помітно відрізняється від таких же для неметалічних рідин в її надзвичайній асиметрії, яка призводить до порушення закону прямолінійного діаметра в несподівано великій температурній області”.

Для статистичної обробки експериментальних даних в даній роботі використано методику, розроблену в [2—4]. Ця методика ґрунтується на наступних положеннях.

1. Відповідно до сучасної теорії критичних явищ, поведінка співіснуючих густин рідини та газу описується за допомогою неаналітичних степеневих рядів:

$$\Delta\rho = \frac{\rho_{l,g} - \rho_c}{\rho_c} = \sum_i B_i |\tau|^{\beta_i} (\text{sign } \Delta\rho)^{i+1}, \quad (5)$$

де  $B_i$  та  $\beta_i$  — амплітуди та індекси,  $\tau = (T - T_c) / T_c$  — приведенне відхилення температури від її критичного значення і  $(\rho_{l,g} - \rho_c) / \rho_c$  — приведенне відхилення густини рідини чи газу від її значення в критичній точці.

2. Цей ряд добре збігається поблизу критичної точки.

3. Для аналізу КС можливий окремий розгляд напіврізниці (параметра порядку) —  $(\rho_l - \rho_g) / 2$  та напівсуми (діаметра КС) —  $(\rho_l + \rho_g) / 2$ .

Провідний член у правій частині рівняння (5) відповідає нульовому скейлінгу. Всі наступні парні члени є поправками на неасимптотичність і описують температурну залежність параметра порядку:

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{2\rho_c} = B_0 |\tau|^{\beta_0} + B_2 |\tau|^{\beta_2} + B_4 |\tau|^{\beta_4} + \dots \quad (6)$$

Непарні члени рівняння (5) враховують асиметрію реальних рідин і описують особливість поведінки діаметра кривої співіснування:

$$\frac{\rho_l + \rho_g - 2\rho_c}{2\rho_c} = B_1 |\tau|^{\beta_1} + B_3 |\tau|^{\beta_3} + B_5 |\tau|^{\beta_5} + \dots \quad (7)$$

4. За асимптотичну область рівнянь (6), (7) береться температурний інтервал, що описується першим (провідним) членом ряду.

*A priori* невідомо, скільки членів потрібно включати в праві частини цих рівнянь, щоб адекватно описати експериментальні дані.

В даній методиці при зіставленні експериментальних результатів з теоретичними рівняннями критичні індекси та амплітуди вважаються вільними параметрами, що дає можливість неупередженого їх визначення в ході статистичного аналізу. Хоча такий підхід, порівняно з методом фіксованих індексів, дуже ускладнює задачу пошуку належної апроксимації, ми вважаємо, що це є найбільш коректний шлях отримання об'єктивних результатів. В зв'язку з цим експериментальні дані оброблялися за допомогою спеціально розроблених комп'ютерних програм.

Аналіз експериментальних даних густини цезію проводився з застосуванням рівнянь (6), (7), а також використовувались рівняння для рідинної та газової гілок:

$$\frac{\rho_l - \rho_c}{\rho_c} = B_0 |\tau|^{\beta_0} + B_1 |\tau|^{\beta_1} + B_2 |\tau|^{\beta_2} + \dots, \quad (8)$$

$$\frac{\rho_g - \rho_c}{\rho_c} = -B_0 |\tau|^{\beta_0} + B_1 |\tau|^{\beta_1} - B_2 |\tau|^{\beta_2} + \dots \quad (9)$$

Для отримання числових значень параметрів, що входять в рівняння (6), (7) було розроблено ряд критеріїв і використано метод крокової регресії. Для опису експериментальних даних щодо Cs ми використали регресійне рівняння з одним членом в правій частині рівняння (6).

Для симетричної частини КС граничні значення  $B_0$  та  $\beta_0$  відшукувались із температурної залежності ефективних значень  $B_0^{\text{eff}}$ ,  $\beta_0^{\text{eff}}$ , що входять в рівняння

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{2\rho_c} = B_0^{\text{eff}} |\tau|^{\beta_0^{\text{eff}}}, \quad (10)$$

яке застосовувалось для різних температурних інтервалів.

В процесі обчислень враховувалась статистична вага кожної точки:

$$W = \left[ 2 \left( \frac{\delta\rho}{2\rho_c} \right)^2 + \left( \sum_i B_i \beta_i \tau^{\beta_i-1} \right)^2 \left( \frac{\delta T}{T_c} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (11)$$

де  $\delta T$  та  $\delta\rho$  — похибки вимірювань величин  $T$  та  $\rho$  відповідно.

Для оцінки якості отриманого опису ми розраховували:

1) величину

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^N W_i (y_{\text{exp},i} - y_{\text{calc},i})^2}{N - M}, \quad (12)$$

$$\text{де } y_{\text{exp},i} = \frac{\rho_{l,i} - \rho_{g,i}}{2\rho_c} \text{ (або } y_{\text{exp},i} = \frac{\rho_{l,i} + \rho_{g,i} - 2\rho_c}{2\rho_c} \text{), або}$$

$$y_{\text{exp},i} = \frac{\rho_{l,g,i} - \rho_c}{\rho_c} \text{ — залежно від того, яка з формул (6) — (9) використовується,$$

$y_{\text{calc},i} = \sum_k B_k \tau_i^{\beta_k}$ ,  $k = 0, 2, 4, \dots$ , (для параметра порядку),  $k = 1, 3, 5, \dots$ , (для діаметра КС),  $N$  — число точок,  $M$  — кількість параметрів, що підганялись;

2) залишки

$$\Delta R_i = \left( y_{\text{exp},i} - \sum_k B_k \tau_i^{\beta_k} \right) \rho_c, \quad (13)$$

де  $\Delta R = \Delta_{l,g}$  — для рівнянь (8) — (9),  $\Delta R = \Delta_s$  — для рівняння (6) та  $\Delta R = \Delta_D$  — для рівняння (7);

3) величину залишкової суми квадратів, яка припадає на одну точку

$$S_{n-m} = \left[ \sum_{i=n}^m \frac{\Delta R_i^2}{N - M} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

де  $n$  — номер точки початку температурного інтервалу,  $m$  — номер точки кінця температурного інтервалу.

В процесі статистичної обробки експериментальних даних одночасно було проведено визначення  $T_c$  та  $\rho_c$ , а також істинних величин  $\beta_0$  та  $B_0$ . Для цього були використані три взаємодоповнюючі методи, кожний зі своїм критерієм.

В першому методі проводилась підгонка регресійного рівняння (10) в різних температурних інтервалах при послідовному вилученні точок з боку низьких температур. Досліджувалась температурна залежність  $\beta_0^{\text{eff}} = f(\lg \tau)$ ,  $B_0^{\text{eff}} = f(\lg \tau)$  для параметра порядку при різних можливих значеннях  $T_c$  та  $\rho_c$ . Критерієм отримання істинних граничних величин  $B_0$  та  $\beta_0$  була незалежність в асимптотичній області ефективних значень  $\beta_0^{\text{eff}}$ ,  $B_0^{\text{eff}}$  від величини температурного інтервалу апроксимації, тобто досягнення горизонтальних ділянок на температурних залежностях  $\beta_0^{\text{eff}} = f(\lg \tau)$ ,  $B_0^{\text{eff}} = f(\lg \tau)$ .

В другому методі аналізувалась зміна величин  $\chi^2$  та залишкової суми квадратів  $S_{n-m}$  при варіації критичної температури  $T_c$  та критичного значення густини  $\rho_c$  в межах похибок їх експериментального визначення для певних температур-

них інтервалів. Критерієм правильного вибору значень  $T_c$ ,  $B_0$  та  $\beta_0$  при аналізі параметра порядку було досягнення мінімальності значень  $\chi^2$  та  $S_{n-m}$ .

Третім досить суттєвим та наочним критерієм вибору значень  $T_c$ ,  $\rho_c$ , критичних індексів  $\beta_0$ ,  $\beta_1$  та амплітуд  $B_0$ ,  $B_1$  є граничний симетричний хід температурних залежностей наступної масштабної характеристики гілок КС:

$$|\psi_{l,g}| = \left| \frac{\rho_{l,g} - \rho_c}{\rho_c B_0 \tau^{\beta_0}} \right| = \left| \pm 1 + \frac{B_1}{B_0} \tau^{\beta_1 - \beta_0} \pm \dots \right|. \quad (15)$$

Відповідно до сучасних уявлень, гілки КС в координатах  $|\psi_{l,g}|$ ,  $\tau^{\beta_1 - \beta_0}$  при істинних значеннях критичних параметрів повинні мати поблизу критичної точки дві лінійні ділянки, розташовані симетрично по різні боки горизонтальної прямої  $|\psi_{l,g}| = |\pm 1|$ . При занижених значеннях  $\beta_0$  та  $T_c$  ці залежності матимуть характерний загин вниз до осі абсцис, а при завищених — вгору. Якщо значення  $\rho_c$  знайдено правильно, то гілки КС при  $\tau^{\beta_1 - \beta_0} \rightarrow 0$  повинні збігатись до значення  $\psi_{l,g} = 1$ . Якщо ж значення  $\rho_c$  знайдено неправильно, то гілки КС або перетинаються при підході до критичної точки, або не збігаються.

Для оцінки якості опису розглядалися температурні залежності залишків  $\Delta_s = f(\lg \tau)$ :

$$\Delta_s = \frac{\rho_l - \rho_g}{2} - \rho_c B_0 \tau^{\beta_0}, \quad (16)$$

Аналізуючи ці залежності, можна легко визначити асимптотичну область: точки в ній вкладатимуться в межах похибки на вісь абсцис без систематичних відхилень.

Для застосування наведеної вище методики обробки експериментальних даних ми спочатку розраховували спряжені значення  $\rho_l$  та  $\rho_g$  для Cs. При цьому не бралися до уваги останні точки, які на думку авторів [1] є ненадійними. В результаті ми отримали масив даних, що містить 30 взаємоспряжених величин  $\rho_l$  та  $\rho_g$  для цезію (див. таблицю). Подальший аналіз всіх даних показав їх узгодженість.

На рис. 1 наведені графіки залежностей співіснуючих фаз рідини (крива 1) та пари (крива 2) Cs, а також діаметра КС (крива 3) та параметра порядку (крива 4) від температури. Перш за все, ми перевірили коректність опису, поданого авторами [1]. Вони знайшли, що критичними для цезію є  $T_c = 1924$  К та  $\rho_c = 0,379$  г/см<sup>3</sup>. Далі автори стверджують, що в області  $10^{-3} < |\tau| < 10^{-1}$  рівняння для параметра порядку (6) можна апроксимувати одним провідним членом з  $B_0 = 2,25$  та  $\beta_0 = 0,355 \pm 0,01$ .

Таблиця.  
Експериментальні (е) та спряжені значення густин для рідинної ( $\rho_l$ ) та газової ( $\rho_g$ ) фаз кривої співіснування рідина-пара Cs

№	T, K	$\rho_l$ , г/см <sup>3</sup>	$\rho_g$ , г/см <sup>3</sup>	№	T, K	$\rho_l$ , г/см <sup>3</sup>	$\rho_g$ , г/см <sup>3</sup>
1	1666.15	0.942	0.074 (е)	16	1863.15	0.6738	0.154 (е)
2	1668.15	0.939	0.074 (е)	17	1870.15	0.658 (е)	0.1598
3	1725.15	0.871 (е)	0.0876	18	1875.15	0.6415	0.164 (е)
4	1733.15	0.8604	0.091 (е)	19	1880.15	0.625 (е)	0.1685
5	1750.15	0.838 (е)	0.0941	20	1885.15	0.6153	0.173 (е)
6	1760.15	0.8261	0.096 (е)	21	1895.15	0.596 (е)	0.196
7	1776.15	0.807 (е)	0.1036	22	1900.15	0.569 (е)	0.2075
8	1798.15	0.7776	0.114 (е)	23	1905.15	0.5554	0.219 (е)
9	1806.15	0.767 (е)	0.1173	24	1911.15	0.539 (е)	0.2387
10	1810.15	0.7614	0.119 (е)	25	1912.15	0.533	0.242 (е)
11	1823.15	0.743 (е)	0.1265	26	1916.15	0.509 (е)	0.2667
12	1836.15	0.7225	0.134 (е)	27	1918.15	0.4893	0.279 (е)
13	1842.15	0.713 (е)	0.1379	28	1921.15	0.4597	0.302 (е)
14	1853.15	0.6938	0.145 (е)	29	1922.15	0.45	0.312 (е)
15	1858.15	0.685 (е)	0.1495	30	1923.15	0.44 (е)	0.326 (е)

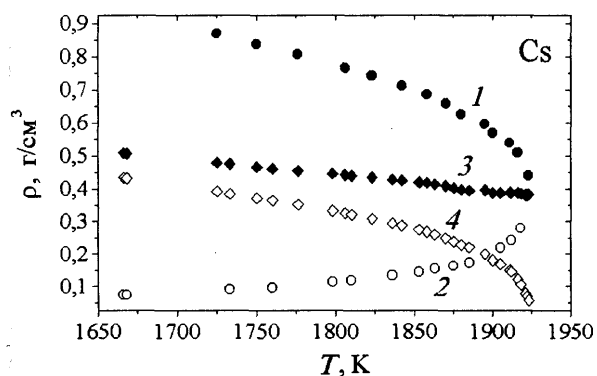


Рис. 1. Крива співіснування цезію: 1 — рідинна гілка КС; 2 — газова гілка КС; 3 — діаметр КС; 4 — температурна залежність параметра порядку

На рис. 2, а представлена залежність  $\Delta_{l,g} = \rho_{l,g} - \rho_c(1 + B_0\tau^{\beta_0})$  від  $\lg \tau$ . Як бачимо, при відніманні симетричної частини рідинна та газова гілки КС поведуть себе по-різному, що неможливо у випадку правильного опису. Аналізуючи залишки  $\Delta_s$  для параметра порядку (див. рис. 2, б), ми бачимо, що хоча розкид даних і лежить в межах потрійної похибки ( $\sigma_p = 0,00379$  г/см<sup>3</sup>), але присутнє систематичне відхилення. Отже, такий опис, на нашу думку, є некоректним і тому ми пропонуємо свою методику обробки експериментальних даних.

Оцінка ефективних значень  $\beta_0^{\text{eff}}$ ,  $B_0^{\text{eff}}$  та визначення  $T_c$  і  $\rho_c$  для цезію були проведені згідно з описаною вище методикою.

На основі першого методу було проведено підгонку регресійного рівняння

$$\frac{\rho_l - \rho_g}{2\rho_c} = B_0^{\text{eff}} |\tau|^{\beta_0^{\text{eff}}}$$

в різних температурних інтервалах при послідовному виключенні точок з боку низьких температур. Горизонтальну ділянку було отримано при значенні  $T_c = 1923,4$  К (див. рис. 3, а), яке і

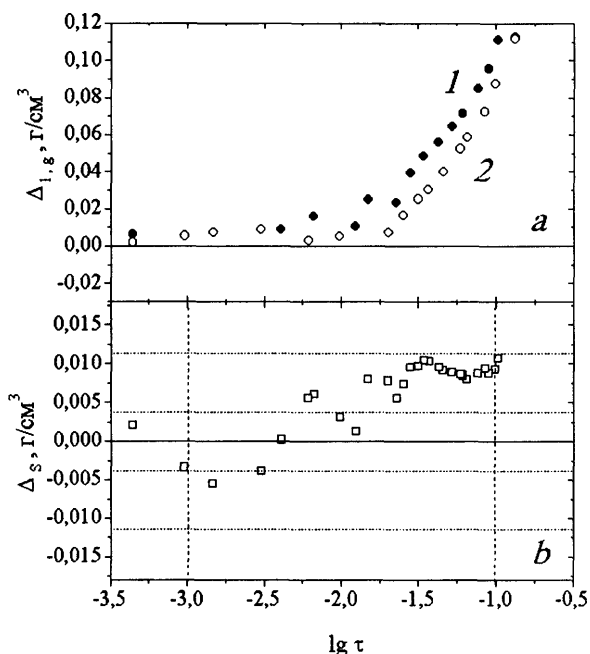


Рис. 2. Температурна залежність залишків (за результатами [1]): а) для рідинної (1) та газової (2) гілок КС; б) для параметра порядку (вертикальні пунктирні лінії виділяють область, яка описується рівнянням (1))

вважали за дійсне значення критичної температури. При цьому значенні  $T_c$  величини  $\beta_0$ ,  $B_0$  на горизонтальній ділянці залежностей приблизно дорівнювали:  $\beta_0 \approx 0,352$ ,  $B_0 \approx 2,32$  відповідно. За інших значень критичної температури при підході до критичної точки спостерігається криволі-

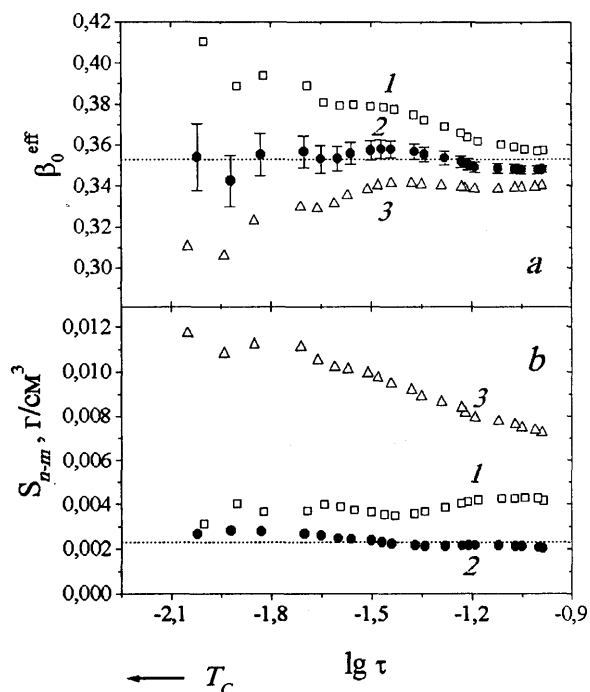


Рис. 3. Температурна залежність  $\beta_0^{\text{eff}}$  (а) та залишкової суми квадратів  $S_{n-m}$  (б) при різних можливих значеннях  $T_c$ : 1 —  $T_c = 1924$  К (стаття [1]); 2 —  $T_c = 1923,4$  К (дана стаття); 3 —  $T_c = 1922$  К

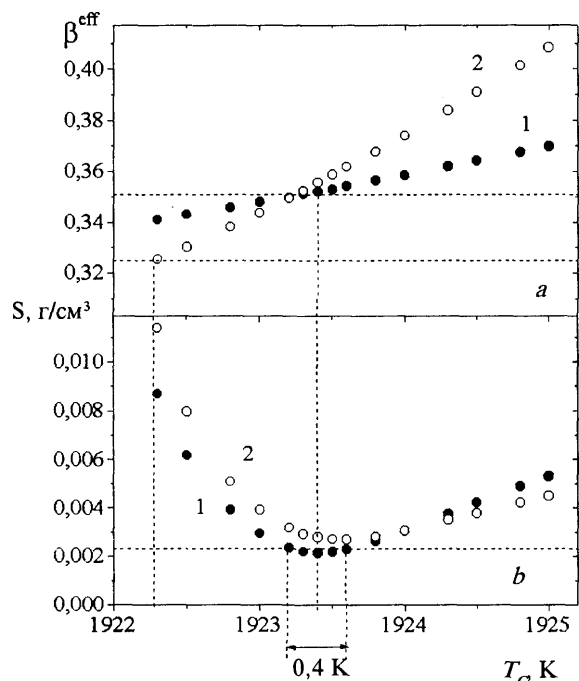


Рис. 4. Зміна величин  $\beta_0^{\text{eff}}$  (а) та  $S$  (б) при варіації значення критичної температури  $T_c$  для двох температурних інтервалів, які містять 16 (криві 1) та 15 (криві 2) експериментальних точок поблизу критичної точки

нійний характер залежностей  $\beta_0^{\text{eff}}$ , а також помітне зростання залишкової суми квадратів (рис. 3, б).

Використовуючи другий метод, вивчалась зміна величин  $\chi^2$  та  $S$  при варіації критичної температури  $T_c$  в межах експериментальної похибки. На рис. 4 наведені залежності  $\beta_0^{\text{eff}} = f(T_c)$ ,  $S = f(T_c)$  для температурних інтервалів, що містять 16 та 15 експериментальних точок, найближчих до критичної. Як видно з рис. 4 (криві 1), найкращий опис ( $\min S$ ) досягається при значеннях  $T_c = 1923,4$  К,  $\beta_0 = 0,352$ . Варто зауважити, що для цього температурного інтервалу не можна ніяким чином отримати значення  $\beta_0 = 0,325$ , через те що для цього потрібно було б вважати значення  $T_c$  нижчим за температуру, яка відповідає точці, найближчій до критичної. Якщо ж вилучити із розрахунку цю точку, то можна штучно отримати значення  $\beta_0 = 0,325$ , прийнявши в якості критичної температуру  $T_c^* = 1922,3$  К, що на 1,1 К нижче істинної критичної температури  $T_c$ . Але це значення  $T_c^*$ , як видно з рис. 4, не відповідає  $\min S$ , і не може бути вибрано як таке, що відповідає істині.

Таким чином, два методи аналізу дали можливість встановити величини  $T_c$ ,  $\rho_c$ , а також значення критичного індекса та амплітуди відповідно:

$$\begin{aligned} T_c &= 1923,4 \pm 0,2 \text{ К}, \\ \rho_c &= 0,379 \text{ г/см}^3, \\ \beta_0 &= 0,352 \pm 0,005, \\ B_0 &= 2,32 \pm 0,05. \end{aligned} \quad (17)$$

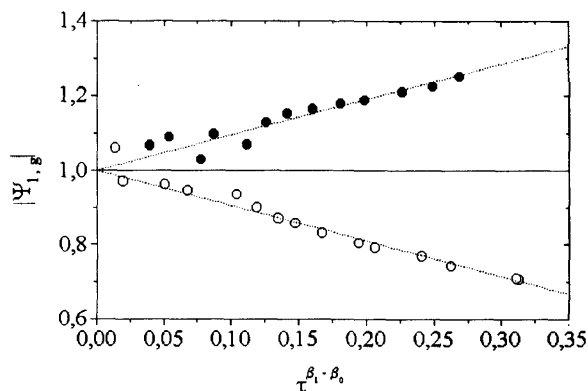


Рис. 5. Крива співіснування цезію в координатах  $|\psi_{1,g}|$ ,  $\tau^{\beta_1 - \beta_0}$

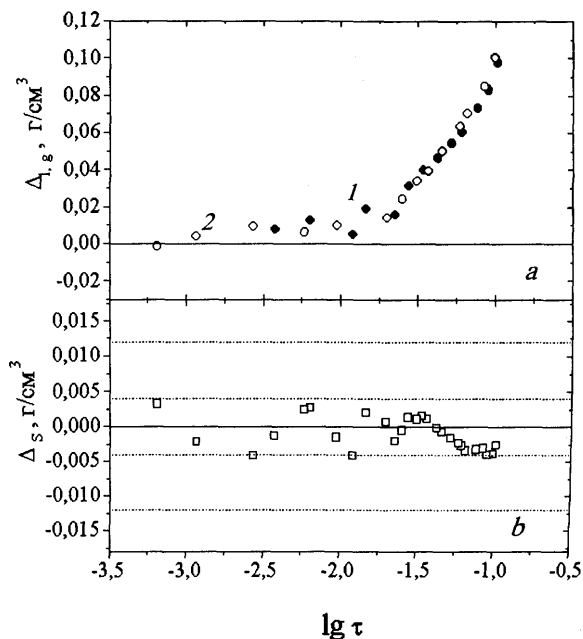


Рис. 6. Температурна залежність залишків (за результатами даної статті):

а) для рідинної (1) та газової (2) гілок КС; б) для параметра порядку

На рис. 5 наведені температурні залежності масштабної характеристики гілок КС — функції  $|\psi_{1,g}|$ , побудовані з використанням знайдених нами значень параметрів (17). Граничний симетричний хід цих залежностей свідчить про правильне визначення величин  $T_c$ ,  $\rho_c$ ,  $\beta_0$ ,  $B_0$ .

При таких значеннях критичних параметрів бачимо збіг ходу рідинної та газової гілок КС (див. рис. 6, а). Як видно з рис. 6, б, відхилення експериментальних даних від рівняння для параметра порядку (б) лежать в інтервалі  $\sigma_p = 0,004$  г/см<sup>3</sup>, що відповідає похибці вимірювання густини поблизу критичної точки. Таким чином, це додатково свідчить про правильність нашого опису.

#### Висновки

В результаті статистичної обробки експериментальних даних [1] нами були знайдені значення критичних параметрів  $T_c$  та  $\rho_c$  і одержані значення критичного індекса  $\beta_0$  та амплітуди  $B_0$  для

цезію (17). Отримані результати відрізняються від тих, які були запропоновані в [1].

На основі проведеного аналізу рівнянь (6)—(10) можна зробити висновок, що рівняння параметра порядку  $\frac{\rho_l - \rho_g}{2\rho_c} = B_0 |\tau|^{\beta_0}$  із значеннями параметрів (17) описує в межах експериментальних похибок температурну область  $10^{-3} \leq |\tau| \leq 3,2 \cdot 10^{-1}$ .

Результати, отримані в даній роботі, були порівняні з результатами [3—5] попередніх ана-

лізів КС бензолу, SF<sub>6</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> та інших молекулярних та атомарних рідин. Виявилось, що параметри порядку металічної рідини Cs та звичайних молекулярних рідин поводять себе ідентично. Критичні індекси  $\beta_0$  в межах експериментальних похибок співпадають, тобто маємо однаковий степеневий закон поведінки цих зовсім різних речовин поблизу критичної точки.

*Дана робота частково фінансувалась Українським фондом фундаментальних досліджень.*

1. Jungst S., Knuth B., Hensel F. Observation of Singular Diameters in the Coexistence Curves of Metals // Phys. Rev. Lett.— 1985.— Vol. 55.— N 20.— P. 2160—2163.
2. Shimansky Yu. I., Shimanskaya E. T. Scaling, Crossover, and Classical behavior in the order Parameter Equation for Coexisting Phases of Benzene from Triple point to Critical Point // Intern. J. Thermophys.— 1996.— Vol. 17.— N 3.— P. 651—662.
3. Shimanskaya E. T., Shimansky Yu. I. Scaling equation of the C<sub>6</sub>H<sub>6</sub> coexistence curve from triple point to critical point // High Temp.-High Press.— 1997.— Vol. 29.— P. 509—518.
4. Shimansky Yu. I., Shimanskaya E. T. Shape of the sulfur hexafluoride coexistence curve near the critical point // High Temp.— High Press.— 1998.— Vol. 30.— P. 635—645.
5. Shimanskaya E. T. et al. Coexistence Curve Equation for Several One-Component Fluid in the Vicinity of the Critical Points // Intern. J. Thermophys.— 1996.— Vol. 17.— N 3.— P. 641—649.

*Shimanskaya E. T., Galapchuk M. M.*

### SCALING EQUATION OF THE ORDER PARAMETER OF CESIUM NEAR LIQUID-VAPOUR CRITICAL POINT

Shape of the alkali metal Cs coexistence curve near the critical point was investigated. Statistical treatment of experimental data on temperature dependencies of coexisted liquid and gas phases densities of Cs was carried out using special methods. The values of critical parameters  $T_c$ ,  $\rho_c$  and value of coexistence curve critical index  $\beta_0 = 0.352 \pm 0.005$  was obtained. This value of critical index in the limits of experimental errors coincides with average experimental value  $\beta_0 = 0.35$  for molecular liquids, but doesn't correspond to the classical theory results and theoretical value of three-dimensional Ising model. It is shown, that behavior of the metal liquid Cs near the critical point is similar to the behavior of usual molecular liquids.