

Измерение плотности газов и жидкостей под давлением с помощью магнитной левитации эталонного образца

А. С. Панфилов, Ю. Я. Пушкарь

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

Статья поступила в редакцию 11 июня 2002 г.

Предлагается простой метод измерения зависимости плотности газов и жидкостей от давления в широком интервале температур, основанный на принципе свободного подвешивания эталонного парамагнитного образца в неоднородном магнитном поле, когда его вес с учетом гидростатической поддержки среды скомпенсирован магнитной силой. В качестве примера использования метода определена плотность газообразного гелия до давлений $\sim 2,5$ кбар при температурах 20,4 и 77,3 К.

Запропоновано простий метод вимірювання залежності густини газів та рідин від тиску в широкому інтервалі температур, заснований на принципі вільного підвішування еталонного парамагнітного зразка в неоднорідному магнітному полі, коли його вага з урахуванням гідростатичної підтримки середовища зкомпенсована магнітною силою. Як приклад використання методу, визначено густину газоподібного гелію до тиску $\sim 2,5$ кбар при температурах 20,4 та 77,3 К.

PACS: 07.35.+k, 51.30.+i, 51.35.+a, 62.10.+s, 85.70.Rp

Введение

Методы гидростатического взвешивания, применяемые для определения плотности газов и жидкостей при заданных давлении и температуре, основаны на изменении веса тела (поплавка) при его погружении в исследуемую среду. Основные отличия используемой аппаратуры определяются устройствами для измерения веса поплавка. Специфика существующих весовых методов (механических весов с различающимися объемом плечами, тензометрических весов и др.) характеризуется относительной сложностью механических устройств, трудоемкостью измерительного процесса и необходимостью тщательного учета большого количества факторов для повышения точности измерений [1].

В настоящей работе предлагается сравнительно простой метод измерения плотности газообразных и жидких сред, основанный на изучении условий свободного подвешивания (левитации) эталонного парамагнитного образца неоднород-

ным магнитным полем, когда его вес, с учетом гидростатической поддержки среды, скомпенсирован магнитной силой. Для иллюстрации возможностей метода приведены результаты исследования плотности газообразного гелия до давлений 2,5 кбар при температурах 20,4 и 77,3 К.

Левитационный метод и измерительная аппаратура

Реализация режима левитации в неоднородном магнитном поле [2] возможна при выполнении условия

$$\rho g = \chi H \frac{\partial H}{\partial z}, \quad (1)$$

где g — ускорение силы тяжести; ρ — плотность образца; H и $\partial H/\partial z$ — величина магнитного поля и вертикальная составляющая его градиента; χ — объемная восприимчивость образца. Если образец подвешивается в некоторой среде с плотно-

стью ρ_0 и восприимчивостью χ_0 , то аналогичное (1) условие имеет вид

$$g(\rho - \rho_0) = (\chi - \chi_0)H \frac{\partial H}{\partial z}. \quad (2)$$

При использовании в качестве эталонного образца типичного парамагнетика (например, из переходных металлов) с удельной восприимчивостью $\chi_g = \chi/\rho \sim 10^{-5}$ эме/г достаточные для его подвешивания характеристики магнитного поля могут быть получены с помощью сверхпроводящего соленоида. На рис. 1 приведено схематическое распределение величины магнитной силы $F_z \propto H \partial H / \partial z$ вдоль вертикальной оси z соленоида, которая имеет максимум у его края в точке z_0 . Процедура измерения условий левитации состоит в следующем. Пусть при токе через соленоид I_2 образец (в данном случае парамагнетик) висит в точке z_2 (см. рис. 1), поскольку его вес скомпенсирован магнитной силой именно в этой точке (боковые смещения, относительно которых равновесие парамагнетиков неустойчиво, ограничиваются вертикальными стенками трубки). С уменьшением тока до I_1 образец перемещается в точку z_1 и, наконец, при некотором токе I_0 условие (2) перестает выполняться и образец выпадает из области подвешивания в точку z_0 . Таким образом, определение условий магнитной подвески эталонного образца требует лишь фиксации значения I_0 , именуемого в дальнейшем ток

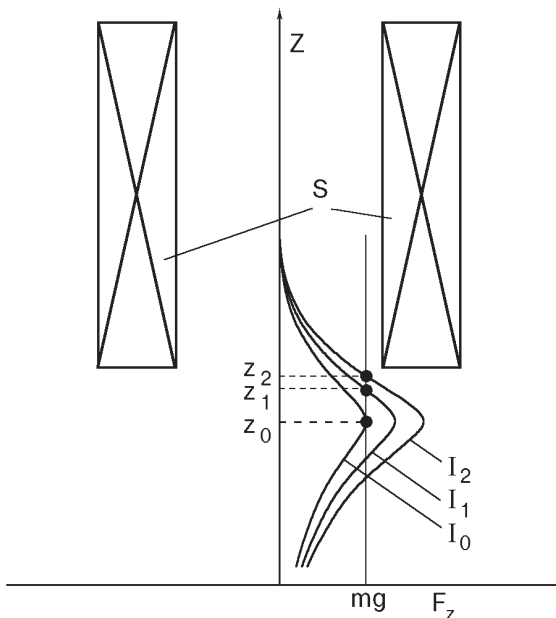


Рис. 1. Схематическое распределение магнитной силы $F_z \propto H \partial H / \partial z$ вдоль вертикальной оси соленоида S при некоторых токах $I_0 < I_1 < I_2$.

срыва. Соответствующее ему максимальное значение $(H \partial H / \partial z)_{\max}$ находится из калибровочной зависимости этой величины от I . Отсутствие каких-либо механических «поддержек» образца и высокая точность относительных измерений I_0 ($\sim 0,1\%$ в экспериментах Гордона [2] при нормальном давлении) позволяют применить данный метод для надежного выделения вклада гидростатической поддержки среды в условиях левитации (2) и определить поведение этого вклада при высоких давлениях в широком интервале температур (включая низкие температуры). Отметим, что дополнительным условием достижения высокой точности метода является изотропность магнитной восприимчивости эталонных образцов. В качестве последних могут быть использованы вещества с кубической кристаллической решеткой, характер симметрии которой определяет отсутствие анизотропии восприимчивости. Вещества с другим типом решетки должны быть в виде мелкозернистых поликристаллов без текстуры, в которых изотропность свойств есть следствие их усреднения по кристаллографическим направлениям.

Как следует из (2) с учетом $\chi_0 = \chi_g^0 \rho_0$ (χ_g^0 — удельная восприимчивость среды), значение плотности среды ρ_0 при заданных P и T определяется выражением

$$\rho_0(P, T) = \rho(P, T) \frac{1 - \chi_g(P, T)g^{-1}H(\partial H / \partial z)}{1 - \chi_g^0(P, T)g^{-1}H(\partial H / \partial z)}. \quad (3)$$

При фиксированной температуре входящие в (3) значения плотности ρ и восприимчивости χ_g эталонного образца в зависимости от давления находятся с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \rho(P) &= \rho(0)(1 + \kappa P), \\ \chi_g(P) &= \chi_g(0) \left(1 + \frac{\partial \ln \chi_g}{\partial P} P\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где сжимаемость образца $\kappa = -\partial \ln V / \partial P$ и производная его восприимчивости по давлению $\partial \ln \chi_g / \partial P$ предполагаются известными. Восприимчивость среды в большинстве случаев мала по сравнению с восприимчивостью эталонного образца ($\chi_g^0 \ll \chi_g$), и для оценки связанного с ней вклада можно пренебречь зависимостью χ_g^0 от давления, полагая $\partial \ln \chi_g^0 / \partial P = 0$.

Используемая измерительная аппаратура содержит: а) камеру высокого давления из немагнитного материала, б) источник магнитного поля, в) криогенную систему и г) генератор высокого

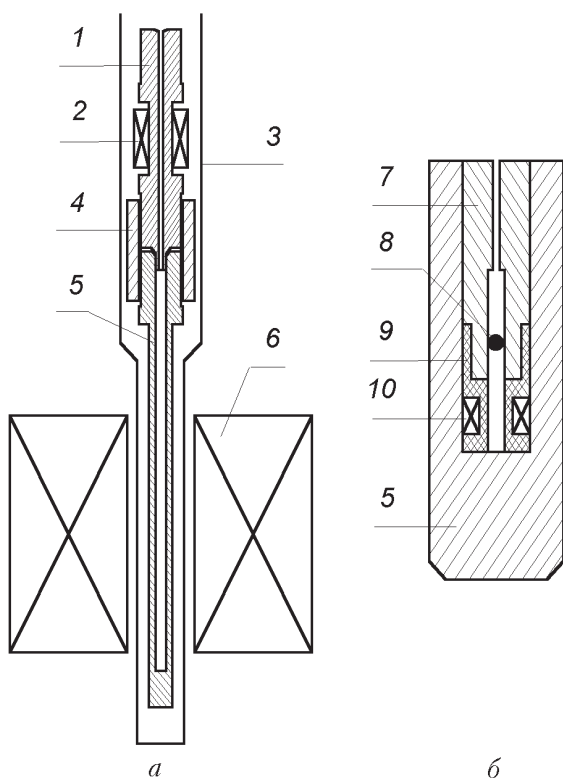


Рис. 2. Схемы левитационного устройства (а) и нижней части камеры высокого давления (б): 1 — переходник; 2 — печь; 3 — внутренняя стенка антикриостата; 4 — стягивающая гайка; 5 — корпус камеры; 6 — сверхпроводящий соленоид; 7 — держатель эталонного образца; 8 — эталонный образец; 9 — каркас; 10 — катушка регистрации срыва эталонного образца.

давления. Схематический вид и взаимное расположение основных узлов устройства приведены на рис. 2.

Цилиндрический корпус 5 камеры высокого давления изготовлен из термообработанной бериллиевой бронзы (БрБ2) и имеет внешний и внутренний диаметр 7 и 3 мм соответственно и длину 125 мм. С помощью стягивающей гайки 4 с правой-левой резьбой и переходника 1 камера соединяется капилляром (на рисунке опущен) с генератором высокого газового давления. К переходнику 1 припаян шток 7 с внутренним отверстием для образца, нижняя часть которого вместе с нижней частью камеры изображена на рис. 2, б. Для регистрации передвижения образца 8 используется катушка 10, намотанная проводом ПЭЛШО-0,1 (15–20 витков) на каркасе 9 из изолятора (тефлон), который крепится к штоку 7 посредством резьбового соединения. Пространство, в котором движется образец, образовано рабочим каналом в штоке 7 и его продолжением в каркасе 9. Вывод проводов катушки из области

высокого давления осуществляется через продольный боковой паз в штоке 7, осевое отверстие в переходнике 1, подводящий давление капилляр и электровводы высокого давления стандартного типа (см., например, [1]), расположенные вне криостата.

В процессе измерения момент срыва образца и его попадания в катушку регистрируется по изменению ее резонансных свойств на частоте ~ 5 МГц с помощью моста переменного тока, выходной сигнал с которого после детектирования наблюдается на осциллографе. Для улучшения воспроизводимости тока срыва образца особое внимание при изготовлении измерительной камеры уделяется качеству рабочего канала, в котором подвешивается образец и поверхность которого тщательно полируется для снижения ее шероховатости. Ту же цель преследует приготовление образца в виде сферы и выбор соотношения между его диаметром (1 мм) и диаметром канала (1,2 мм), сводящий к минимуму боковые отклонения образца от вертикальной оси. Для предотвращения возможного при приложении давления смещения оси камеры от первоначального положения последняя фиксируется относительно внутреннего канала антикриостата с помощью пружинных направляющих. Наконец, легкая механическая вибрация камеры снижает эффект трения и «прилипания» образца к стенкам канала.

В качестве источника магнитного поля используется сверхпроводящий соленоид длиной 50 мм с внутренним и внешним диаметром 20 и 90 мм соответственно. Его обмотка выполнена проводом из сплава титан–ниобий с критическим током ~ 20 А. Максимальное значение поля в центре соленоида составляет 5 Тл. Питание соленоида производится прецизионным стабилизатором постоянного тока, позволяющим осуществлять его тонкую дискретную регулировку с шагом около 0,005%. Калибровочная зависимость $(H \partial H / \partial z)_{\max}$ аппроксимируется линейной функцией квадрата тока,

$$\left(H \frac{\partial H}{\partial z} \right)_{\max} = \alpha I^2, \quad (5)$$

что является следствием линейной зависимости $H(I)$ соленоида. Величина α в (5), определяемая с помощью выражения (1) по величине тока срыва в вакууме образцов с известными значениями их восприимчивости, для данного соленоида равна $(1,216 \pm 0,010) \cdot 10^6 \text{ Э}^2 / (\text{см} \cdot \text{А}^2)$.

Криогенная система смонтирована на базе металлического гелиевого криостата стандартной

конструкции, к фланцу которого посредством вакуумного соединения крепится погружаемый в жидкий гелий антикриостат. Последний состоит из двух коаксиальных тонкостенных трубок из немагнитной стали, пространство между которыми вакуумируется. Внутри антикриостата размещается измерительная камера высокого давления с подводным давлением капилляром. Снаружи антикриостата находится сверхпроводящий соленоид. Его положение по вертикали относительно камеры высокого давления выбирается так, чтобы дно полости, в которой перемещается образец, находилось примерно на 3–5 мм ниже точки z_0 , соответствующей максимуму распределения F_z соленоида (см. рис. 1).

С помощью печи 2, расположенной в непосредственной близости от измерительной камеры (рис. 2), осуществляется термостатирование устройства, необходимость которого обусловлена изменениями тепловых режимов при вариациях давления в ходе измерения. Температуру контролировали с помощью дифференциальной термопары медь–константан, один из концов которой расположен в области высокого давления у нижнего края штока 7, т.е. в непосредственной близости от образца, что минимизирует погрешность определения температуры, связанную с возможной ее неоднородностью. Для коррекции показаний термопары U с учетом воздействия на них давления P исследовалась зависимость $U(P)$ для температур 20,4; 77,3 и 335 К. Полученные данные свидетельствуют о том, что относительный эффект практически не зависит от температуры и составляет

$$\frac{1}{U} \frac{\Delta U}{\Delta P} = -(1,0 \pm 0,05) \cdot 10^{-3} \text{ (кбар)}^{-1}, \quad (6)$$

что примерно на 30% превышает величину эффекта для аналогичной термопары при $T = 78$ и 362 К, приведенную в работе [3].

В качестве генератора высокого давления использовали компрессор мембранного типа [4], предназначенный для изучения свойств газов. Его принцип работы заключается в повышении давления газа путем его сжатия в замкнутом объеме с помощью гидравлического давления масла, подаваемого на разделяющую жидкость и газ мембрану из специальной маслостойкой резины. Начальное давление и объем газа составляют $\sim 0,15$ кбар и $\sim 0,5$ л соответственно. Максимальное давление газа, создаваемое данным компрессором, достигало 2,5 кбар. Измерение давления с точностью 0,5% осуществлялось с помощью резистивного датчика из манганинового провода, на-

ходящегося при комнатной температуре, для калировки которого использовался образцовый манометр поршневого типа.

Для приготовления эталонных образцов в виде сферы диаметром ~ 1 мм из исходного материала электроискровым методом вырезали заготовки в форме куба с размером ребра около 1,3 мм. Дальнейшая их обработка с целью придания им сферической формы осуществлялась с помощью устройства, использованного в работе [5], в котором образец при его движении в круговом канале под действием струи сжатого воздуха трется о его боковые поверхности, покрытые абразивом.

Экспериментальные результаты

Для иллюстрации возможностей метода исследована зависимость плотности газообразного гелия (чистотой 99,995%) от давления до 2,5 кбар при $T = 20,4$ и 77,3 К. При проведении измерений использовался способ «жесткой» термостабилизации с помощью заливки одной из криогенных жидкостей — водорода или азота — во внутреннюю полость антикриостата. В качестве эталонного образца был выбран ванадий, физические характеристики которого приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения плотности ρ , сжимаемости κ , магнитной восприимчивости χ_g при $P = 0$ и ее барической производной $\partial \ln \chi_g / \partial P$ для некоторых эталонных образцов с кубической (V , CeB_6) и гексагональной (Sc) кристаллической решеткой

Образец	T , К	ρ , г/см ³	κ , Мбар ⁻¹	χ_g , 10 ⁻⁶ эме/г	$\partial \ln \chi_g / \partial P$, Мбар ⁻¹
V	20,4	6,119 [6]	0,626 [6]	5,95 ^a	-0,9±0,06 ^b
	77,3	6,118 [6]	0,627 [6]	5,92 ^a	-0,9±0,06 ^b
Sc*	300	2,985 [8]	2,3 [9]	6,4 [10]	-3,6 [5]
	77		1,7 [9]	7,2 [10]	
CeB ₆	300	4,80 [11]	≈1,4 [12]	9,9 [13]	-0,7 [13]
	78			27,6 [13]	-1,1 [13]
	20,4			75,6 [13]	-1,3 [13]

П р и м е ч а н и е: ^a данная работа (см. текст); ^b по магнитострикционным данным работы [7]; * для поликристаллического образца.

Значения магнитной восприимчивости ванадия при нулевом давлении, полученные в рамках используемого метода подвешивания образца в вакууме, находятся в хорошем согласии с известными литературными данными [10,14]. Величина барической производной восприимчивости ванадия $\partial \ln \chi_g / \partial P$, вытекающая из магнитоотрицательных данных при $T = 4,2$ К [7], предполагается слабо зависящей от температуры, как и сама восприимчивость [10]. Наконец, входящее в (3) значение χ_g^0 для гелия принято равным $-(0,505 \pm 0,02) \cdot 10^{-6}$ эме/г [15] и независимым от температуры и давления вследствие сугубо внутриатомной природы этой характеристики.

Для определения тока срыва I_0 эталонного образца при заданных условиях сначала устанавливался режим левитации образца путем пропускания через соленоид достаточно большого тока. Затем проводилась приближенная оценка I_0 при умеренной скорости уменьшения тока. Наконец, окончательное значение I_0 уточнялось в процессе медленного уменьшения тока при подходе к найденной оценке со скоростью $\sim 0,02-0,05$ % в минуту. Характерное время измерения одной точки не превышало 10 мин (время релаксации теплового режима при изменении давления на $\sim 0,5$ кбар составляло несколько минут). Типичная экспериментальная зависимость от давления квадрата тока срыва $I_0^2(P)$ эталонного образца ванадия в газообразном гелии приведена на рис. 3. Как вид-

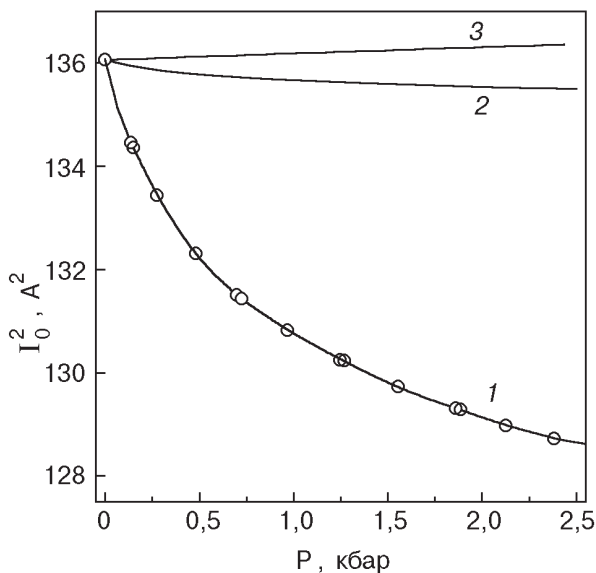


Рис. 3. Экспериментальная зависимость от давления квадрата тока срыва эталонного образца ванадия в газообразном гелии при $T = 77,3$ К (кривая 1). Кривые 2 и 3 — парциальные вклады, соответствующие изменению под давлением магнитной восприимчивости гелия и ванадия.

но, доминирующий вклад в величину эффекта связан с изменением плотности среды (гелия) под давлением, а вклады, обусловленные зависимостью от давления магнитной восприимчивости среды и эталонного образца не только относительно малы, но и частично компенсируют друг друга.

Значения плотности гелия для диапазона давлений $0,5 \text{ кбар} \leq P \leq 2,5 \text{ кбар}$, вытекающие из выражения (3) с учетом (4) и аппроксимации полученных экспериментальных данных $I_0^2(P)$ полиномами 5-й степени, представлены в табл. 2.

Таблица 2

Значения плотности гелия при различных давлениях для температур 20,4 и 77,3 К

P, кбар	Плотность гелия, г/см ³				
	T = 20,4 К		T = 77,3 К		
	а	б	а	б	в
0,5	0,2505	0,2499	0,1629	0,1632	
0,6	0,2622	0,2622	0,1788	0,1794	
0,7	0,2730	0,2728	0,1928	0,1934	
0,8	0,2827	0,2823	0,2052	0,2057	
0,9	0,2916	0,2909	0,2163	0,2166	
1,0	0,2996	0,2987	0,2264	0,2265	0,2308
1,1	0,3069		0,2357		0,2401
1,2	0,3137		0,2444		0,2486
1,3	0,3200		0,2525		0,2565
1,4	0,3259		0,2602		0,2639
1,5	0,3316		0,2675		0,2708
1,6	0,3372		0,2745		0,2773
1,7	0,3425		0,2812		0,2834
1,8	0,3477*		0,2877		0,2893
1,9	—		0,2938		0,2948
2,0	—		0,2996		0,3001
2,1	—		0,3051		0,3051
2,2	—		0,3103		0,3100
2,3	—		0,3152		0,3146
2,4	—		0,3198		0,3191
2,5	—		0,3241		0,3234

П р и м е ч а н и е: а — результаты настоящей работы; б — данные работы [16]; в — экстраполяция данных [17]; * при давлении $P \geq 1,8$ кбар гелий находится в твердом состоянии [16].

Эти результаты хорошо согласуются с имеющимися усредненными литературными данными для давлений до 1 кбар, собранными в работе [16], а также с данными при $T = 77,3$ К для интервала давлений 1–2,5 кбар, рассчитанными с помощью экстраполяции уравнения состояния гелия, полученного в работе [17] по экспериментальным данным для $T \geq 75$ К и $P \geq 3$ кбар, на область более низких давлений. Наблюдаемое согласие свидетельствует в пользу надежности результатов данной работы.

Как показал анализ погрешности измерения плотности среды рассмотренным методом, основной вклад в ее величину связан со статистическим разбросом величины тока срыва образца. Описанные выше меры, направленные на улучшение воспроизводимости тока срыва (высокое качество поверхности стенок рабочего канала, сферическая форма образцов, механическая вибрация и др.), позволили снизить погрешность его определения до значения $\sim 0,01\%$. Соответствующая погрешность в величине $H \partial H / \partial z$ равна вдвое большему значению, т.е. $\sim 0,02\%$. Для выбранных в работе эталонного образца (ванадия) и исследуемой среды (газообразного гелия) вклад этого источника в общую погрешность определения плотности среды в диапазоне давлений 1–2 кбар составляет 0,3–0,4% при $T = 20,4$ К и 0,4–0,5% при $T = 77,3$ К (более низкие значения погрешности соответствуют более высоким давлениям). Отметим, что приведенные величины погрешности не содержат сколько-нибудь заметного вклада, вносимого калибровочной зависимостью $H \partial H / \partial z$ от I , что обусловлено надежной аппроксимацией последней в виде линейной функции от квадрата тока. Для приведенной выше погрешности определения коэффициента α в (5) этот вклад не превышает 0,05%.

Другой источник ошибок связан с учетом в (3) зависимости от давления магнитной восприимчивости эталонного образца χ_g . Для приведенного в табл. 1 значения погрешности барической производной $\partial \ln \chi_g / \partial P$ в ванадии результирующая ошибка определения плотности среды в том же интервале давлений равна 0,11–0,17% для $T = 20,4$ К и 0,14–0,22% для $T = 77,3$ К (более высоким давлениям соответствуют более высокие значения погрешности). Отметим также, что приведенная выше погрешность в величине удельной восприимчивости гелия дает вклад $\sim 0,25\%$. Наконец, ошибка в величине давления вносит погрешность порядка 0,1%.

Таким образом, полная относительная погрешность измерений плотности гелия данным мето-

дом составляет 0,7–1% в указанном интервале давлений и температур, что не превышает типичной погрешности аналогичных измерений другими методами в близких к данным условиям (0,5–1% [16,17]).

Заключение

Реализованный в работе способ измерения плотности газов и жидкостей позволил получить сведения о плотности газообразного гелия до давлений $\sim 2,5$ кбар при $T = 20,4$ и $77,3$ К, которые восполняют существующий пробел экспериментальных данных в этой области температур при $P \geq 1$ кбар (см. табл. 2). Полученные данные могут быть полезными как для уточнения уравнения состояния гелия в широкой области температур и давлений, так и для технического использования, например, при изучении влияния давления на магнитную восприимчивость с помощью рассмотренной в данной работе методики.

Одна из особенностей метода — небольшой объем измерительной полости ($\leq 0,3$ см³) с надежным контролем температуры с помощью термпары медь—константан, для коррекции показаний которой предложена универсальная зависимость термоэдс термпары от давления. При такой конструкции нет необходимости в тщательном термостатировании сравнительно больших рабочих объемов, используемых в других методах [1,18–20], что является одним из достоинств данной методики. Наряду с малыми временами релаксации теплового режима и возможностью плавного изменения давления это существенно снижает общие временные затраты измерений данным методом по сравнению со стандартными пьезометрическими методами, в которых давление по необходимости регулируется дискретно. Кроме того, при малом рабочем объеме снижается погрешность измерений, вызванная неоднородностью температуры.

Отметим, что точность измерений данным методом возрастает с повышением роли гидростатической поддержки среды в компенсации веса эталонного образца. Этого можно достигнуть при использовании более легких, чем ванадий, образцов, например поликристаллического скандия (см. табл. 1), для которого основной вклад в погрешность, связанный с воспроизводимостью тока срыва, уменьшается примерно вдвое. При измерении жидкостей, плотность которых (~ 1 г/см³) велика по сравнению с газами, тот же вклад в погрешность уменьшается соответственно в ~ 5 и ~ 10 раз в случае использования ванадия и скандия и составляет $\leq 0,1\%$.

Аналогичным образом ведет себя вклад, связанный с учетом зависимости от давления восприимчивости образца, что позволяет снизить суммарную погрешность обоих упомянутых вкладов, например в жидкостях, до величины порядка 0,1% при умеренных давлениях (до ~ 2–3 кбар). На фоне этой небольшой погрешности становится заметным вклад, связанный с ошибкой определения удельной восприимчивости среды. Величина этого вклада зависит в первую очередь от отношения восприимчивостей среды и образца χ_g^0/χ_g и может быть существенно уменьшена при выборе образцов с более высокими, чем у ванадия (или скандия), значениями восприимчивости. Подходящим объектом, на наш взгляд, представляется соединение CeV_6 , которое обладает промежуточной между ванадием и скандием плотностью и является гораздо более сильным парамагнетиком с относительно слабой зависимостью восприимчивости от давления (табл. 1).

Отмеченные принципиальные возможности существенного повышения точности измерения за счет оптимального выбора эталонного образца, а также относительная простота предлагаемого метода определяет перспективность его использования для прецизионного исследования P – V – T -диаграмм широкого класса газообразных и жидких сред.

Заметим, что верхняя граница используемых в работе давлений (2,5 кбар) может быть существенно увеличена при применении немагнитных камер, рассчитанных на более высокое давление (до 10–15 кбар [21]). Препятствием может являться существенное повышение вязкости среды, особенно жидкостей, и рост соответствующих характерных времен измерительного процесса до неприемлемых значений.

Авторы выражают благодарность И. В. Свечкареву за полезные замечания, сделанные после прочтения рукописи.

Работа посвящена 70-летию академика Виктора Валентиновича Еременко, с которым авторы имеют честь приятно и плодотворно сотрудничать на протяжении многих лет.

1. Д. С. Циклис, *Техника физико-химических исследований при высоких и сверхвысоких давлениях*, Химия, Москва (1965).
2. R. G. Gordon, *Rev. Sci. Instrum.* **33**, 729 (1962).
3. D. Bloch and F. Chaisse, *J. Appl. Phys.* **38**, 409 (1967).
4. М. Д. Бондаренко, *ПТЭ* №4, 223 (1973).
5. А. С. Панфилов, *Влияние гидростатического давления на магнитную восприимчивость переход-*

ных металлов, Дис. ... канд. физ.-мат. наук, Харьков (1973).

6. D. I. Bolef, R. E. Smith, and J. G. Miller, *Phys. Rev.* **B3**, 4100 (1971).
7. T. L. Tam, M. O. Steinitz, and E. Fawcett, *J. Phys. F: Metal Phys.* **2**, L129 (1972).
8. *Физико-химические свойства элементов. Справочник*, Наукова думка, Киев (1965).
9. C. E. Monfort and C. A. Swenson, *J. Phys. Chem. Solids* **26**, 623 (1965).
10. Н. В. Волкенштейн, Э. В. Галошина, *ФММ* **20**, 368 (1965).
11. M. I. Aivazov, S. V. Aleksandrovich, and V. S. Mkrtchyan, *Phys. Status Solidi* **A62**, 109 (1980).
12. T. Goto, A. Tamaki, S. Kunii, T. Nakajima, T. Fujimura, T. Kasuya, T. Komatsubara, and S. B. Woods, *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34**, 419 (1983).
13. А. С. Панфилов, Ю. Я. Пушкар, И. В. Свечкарев, *ФНТ* **19**, 96 (1993).
14. D. Z. Hechtfisher, *Z. Physik* **B23**, 255 (1976).
15. C. Barter, R. G. Meisenheimer, and D. P. Stevenson, *J. Phys. Chem.* **64**, 1312 (1960).
16. R. D. McCarty, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **2**, 923 (1973).
17. R. L. Mills, D. H. Liebenberg, and J. C. Bronson, *Phys. Rev.* **B21**, 5137 (1980).
18. Д. С. Циклис, В. Я. Масленникова, С. Я. Глужка, *ДАН СССР, сер. Физика* **216**, №4, 769 (1974).
19. А. В. Билевич, Л. Л. Питаевская, *ЖФХ* **45**, 2907 (1971).
20. Н. В. Цедерберг, В. Н. Попов, А. Б. Каленков, *Свойства веществ, циклы и процессы*, Труды МЭИ, Вып. 234 (1975), с. 65.
21. Е. С. Ицкевич, *ПТЭ* №4, 148 (1963).

Density measurements of gases and liquids under pressure using a magnetic levitation of a standard sample

A. S. Panfilov and Yu. Ya. Pushkar'

A simple method is proposed for measuring the dependence of gas and liquid density on pressure in a wide temperature range. The method is based on the principle of free suspension of a standard paramagnetic sample by non-uniform magnetic field. In this case the sample weight, including a medium hydrostatic support, is compensated by the magnetic force. As an example of the method application, the density of helium gas was measured at pressures up to ~ 2.5 kbar and temperatures 20.4 and 77.3 K.