

УДК 536.71

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕКСАФТОРИДА УРАНА. СВОЙСТВА В ОБЛАСТИ ПЛОТНОГО ГАЗА И ЖИДКОСТИ

© 2022 г. В. В. Малышев*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
Курчатовский комплекс физико-химических технологий, Москва, Россия

*E-mail: Malyshev_VV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 30.03.2021 г.

После доработки 07.09.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Представлены обновленные результаты экспериментальных исследований теплофизических свойств гексафторида урана (UF_6), полученные переработкой данных автора с использованием программы “Origin-8”. Уточнены значения параметров состояния UF_6 в области равновесия пара с жидкой фазой, получены обновленные данные для теплоты парообразования. Разработана физико-математическая методика определения критической температуры по экспериментальным данным на пограничной кривой (бинодали), позволившая уточнить критические параметры UF_6 : $T_c = 504.6 \pm 0.5$ К, $\rho_c = 1.385 \pm 0.0015$ г/см³, $P_c = 45.5 \pm 0.3$ бар. По P – V – T -данным построены два вириальных уравнения состояния для плотного и сильно сжатого газа UF_6 . Одно из них описывает экспериментальные данные для плотного газа во всем исследованном интервале параметров состояния со среднеквадратичным отклонением MSD 0.47 бар и 0.56%. Второе уравнение обеспечивает определение давления UF_6 с $MSD = 0.16$ бар и 0.36% во всей докритической области. Уточнены данные для второго вириального коэффициента UF_6 в диапазоне температур 310–592 К. Впервые представлено уравнение состояния для жидкого UF_6 , которое описывает экспериментальные данные с MSD менее 7 бар и 6% в интервале температур 453–493 К, плотности от значений ρ_l на границе фаз до значений 2.9–3.1 г/см³ и давлений до 200–240 бар. Приведено описание экспериментального оборудования высокого давления, методики проведения исследований и определения параметров состояния UF_6 .

DOI: 10.31857/S0040364422030139

ВВЕДЕНИЕ

Ранее, в работе [1] представлены результаты исследований теплофизических свойств гексафторида урана (UF_6) в области разреженного газа, дано описание экспериментального оборудования низкого давления, описана методика очистки продукта и подготовки его к исследованиям. В данной работе дано описание экспериментального оборудования высокого давления, представлены обновленные результаты исследований UF_6 в области плотного газа и жидкости, в области насыщенного пара и равновесной с ним жидкости, приведены аналитические выражения уравнений состояния плотного и сильно сжатого газа и жидкого UF_6 . В исследованиях использовался гексафторид урана с естественным содержанием изотопов урана, молекулярная масса которого равна 352.04 г/моль. Чистота продукта, прошедшего все стадии вакуумной дистилляции, по результатам масс-спектрометрического анализа была не хуже 99.98 об. %. Исходные результаты исследований в полном объеме имеются в работе [2] и представлены также в [3, 4].

1. СХЕМА УСТАНОВКИ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Схема установки изображена на рис. 1. Основным узлом установки являлся пьезометр высокого давления 3, представляющий собой цилиндр из монель-металла с внутренней сферической полостью. Емкость пьезометра определялась многократным взвешиванием химически чистого четыреххлористого углерода и оказалась равной при температуре 294 К 64.05 ± 0.02 см³ (0.03%). При вычислениях объема пьезометра при повышенных температурах коэффициент теплового расширения монель-металла принят равным 45×10^{-6} град⁻¹. Пьезометр снабжен запорным вентилем 15, корпус которого соединен с блоком напуска, состоящим из вентилях 17, 18 и 19, и мембранным нуль-индикатором давления 14. Через блок напуска осуществлялось вакуумирование пьезометра и его пополнение исследуемым веществом. Методика подготовки продукта и его отбора в пикнометр 22 описана в работе [1]. В целях снижения коррозионных потерь гексафторида урана внутренние поверхности пьезометра и блока напуска предвари-

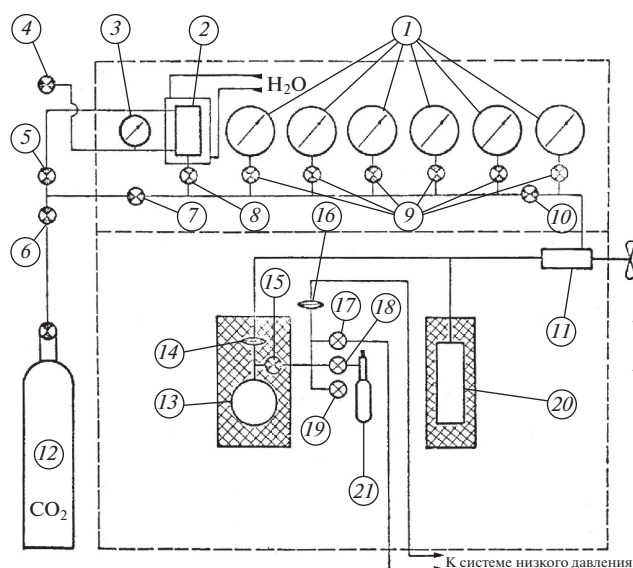


Рис. 1. Схема установки высокого давления.

тельно пассивировались фтором при давлении до 2 бар и температуре до 550 К (пьезометр) и 360 К (блок напуска).

1.1. Давление UF_6 . В пьезометре давление измерялось компенсационным методом посредством мембранного нуля-индикатора давления 14, конструкция и принцип действия которого описаны в работе [5]. Чувствительным элементом нуля-индикатора является плоская мембрана из монель-металла диаметром 22 мм и толщиной 100 мкм. Герметичное уплотнение разборного мембранного узла обеспечивалось применением отожженной медной прокладки специальной формы. Чувствительность нуля-индикатора, центр мембраны которого фиксировался подвижным электроконтактным щупом, оценена не хуже 0.01 бар.

Противодавление, создаваемое диоксидом углерода, до величины 55–60 бар регулировалось вручную непосредственно с помощью баллона с CO_2 12, а при высоких давлениях – автоматически с помощью следящей электрической схемы. Увеличение противодавления при касании щупа мембраны достигалось нагревом жидкого CO_2 в сосудах 2 (при давлении до 100 бар) и 20 (при более высоких давлениях). Уменьшение противодавления при отжиме мембраны от щупа происходило за счет охлаждения сосудов сжатым воздухом. Электрическая схема позволяла автоматически следить за давлением UF_6 в пьезометре, не допуская больших перепадов давления на мембране. Точное измерение величины противодавления производилось при отключении электрической схемы посредством ручного регулятора 11, которым можно было изменять его значение в небольших пределах.

Измерение противодавления производилось образцовыми манометрами 1 с пределами измерения от 10 до 250 кг/см². Шкалы всех манометров проградуированы по показаниям образцовых поршневых манометров, вследствие чего погрешность при измерении противодавления не превышала 0.2%. При определении истинного значения давления UF_6 в пьезометре учитывалась величина атмосферного давления, а также делалась поправка на гидростатическое давление столба сжатого жидкого CO_2 над мембраной высотой 0.7 м.

1.2. Измерение температуры. Пьезометр заключен в электронагреватель, состоящий из двух медных коаксиальных цилиндров, в вертикальных пазах которых расположена нихромовая нить в изоляции из фарфоровой трубки. В кольцевом зазоре между пьезометром и внутренним нагревателем установлен платиновый термометр сопротивления, который являлся одним из плеч моста постоянного тока и одновременно измерителем температуры нагрева пьезометра. За датчиком требующей температуры нагрева пьезометра стояло переменное сопротивление второго плеча моста. Сигнал разбаланса с моста поступал на вход электронного терморегулятора, исполнительным элементом которого был внутренний нагреватель. Внешний нагреватель обеспечивал разогрев пьезометра до температуры несколько ниже заданной. Окончательный нагрев до заданной температуры достигался уже внутренним нагревателем. Благодаря такой двухстадийной системе нагрева температура пьезометра плавно подводилась к заданному значению, и обеспечивалось ее постоянство в течение достаточно длительного времени.

Для создания равномерного температурного поля в пьезометре на все выступающие от него части, выходящие во внешнее пространство, установлены дополнительные нагреватели. Изотермичность пьезометра контролировалась четырьмя хромель-копелевыми термопарами, установленными на его внешней поверхности. Электронагреватель заключен в стальной толстостенный цилиндрический кожух. В целях дополнительной теплоизоляции пьезометра кольцевой зазор между электронагревателем и кожухом заполнен асбестовой крошкой. Суммарная погрешность в измерении температуры пьезометра оценена в 0.2 К, что составляет в среднем ~0.17%.

1.3. Определение плотности. Загрузка продукта в пьезометр, как правило, производилась в накопительном режиме. Режим однократных загрузок продукта применялся только при исследованиях первых пяти изохор. Экспериментально установлено, что коррозионные потери здесь в среднем составили 0.006–0.007 г на каждую загрузку. С учетом ошибки в измерении объема пьезометра (0.03%) погрешность плотности на первой изохоре ока-

залась равной 0.13%, а на пятой она снизилась до 0.05%.

При исследованиях на остальных изохорах (с шестой по 34-ю) загрузка продукта производилась в накопительном режиме. В этом случае количество продукта в пьезометре состояло из суммы отдельных загрузок m_i , равных по весу ~ 6.4 г, что соответствовало изменению плотности в пьезометре 0.1 г/см^3 . Суммарная загрузка продукта в пьезометре по окончании исследований составила $M'_{\text{sum}} = \sum_6^{34} m_i$. По окончании работы вещество извлекалось из пьезометра и его количество M''_{sum} также определялось взвешиванием. Итоговое количество коррозионных потерь определялось как разница весов между загруженным и извлеченным продуктом и составляло $\Delta M_{\text{sum}} = M'_{\text{sum}} - M''_{\text{sum}}$. Суммарные потери должны быть равномерно распределены по всем 29 однократным загрузкам, т.е. на однократную загрузку или на отдельную изохору величина коррозионных потерь должна составлять $\delta m_{\text{cor}} = \Delta M_{\text{sum}}/29$. По результатам взвешивания пикнометра установлено, что величина δm_{cor} оказалась равной 0.015 г. Погрешность в определении плотности возрастала с количеством загрузок. На шестой изохоре с учетом ошибки в измерении объема пьезометра погрешность оценивается в 0.07%, а на последней 34-й изохоре она увеличилась до 0.2%. Подводя итог изложенному, можно констатировать, что суммарная погрешность в величине плотности не превышала 0.13% при плотностях UF_6 в интервале $0.1\text{--}1.5 \text{ г/см}^3$, повышаясь до 0.2% при значении 3.4 г/см^3 .

1.4. Методика проведения исследований и обработки экспериментальных данных. В процессе нагрева пьезометра исследовались изохорические зависимости давления газообразного UF_6 и давления насыщенных паров от температуры. На всех изохорах в области газа пьезометр поддерживался в заданном тепловом режиме с колебаниями не более $\pm 0.05 \text{ К}$ в течение 20–30 мин. Время выдержки пьезометра в двухфазной области и в области жидкости в каждом тепловом режиме составляло 30–45 мин. Критериями термического равновесия были постоянство давления исследуемого вещества и постоянство показаний термометра во времени. Всего исследовано 34 изохоры в интервале изменения плотности UF_6 от 0.1 до 3.42 г/см^3 .

Чувствительный терморегулятор и двухстадийная система нагрева пьезометра не только сокращали общее время нагрева пьезометра, но и позволяли проводить исследования на всех изохорах при одних и тех же значениях температуры, задаваемых с интервалом $\sim 10 \text{ К}$ в области газа и $\sim 5 \text{ К}$ в области критической точки и жидкости. Последнее обстоятельство весьма существенно, так как при этом значительно упрощается обра-

ботка экспериментальных данных $P\text{--}V\text{--}T$ и построение уравнения состояния UF_6 , а также повышается точность определения второго вириального коэффициента.

Обработка экспериментальных данных, построение графических зависимостей, а также определение параметров аппроксимирующих выражений, осуществлялось с использованием алгоритмов графо-аналитической программы “Origin 8”. При аппроксимации экспериментальных данных параметры наилучшего соответствия выбранной регрессионной модели оценивались по методу наименьших квадратов. В большинстве случаев для регрессионных моделей применялись полиномы различных порядков. Качество аппроксимирующих выражений оценивалось по величине среднеквадратичной ошибки MSE , степень приближения вычисленных по выбранной модели значений параметров состояния к экспериментальным данным по величине среднеквадратичного отклонения MSD , а ошибка определения какой-либо отдельной величины (например, коэффициентов в полиномиальном выражении) по величине среднеквадратичного или стандартного отклонения SD . Принцип вычисления указанных ошибок во многом схож и отличия заключаются лишь в некоторых деталях. Формулы, по которым рассчитывались указанные погрешности измерений, приведены в [1]. Необходимо отметить, что величины MSE , MSD и SD являются не безразмерными, а имеют те же размерности, что и анализируемые параметры. Как будет показано в дальнейшем, выполненный в работе анализ ошибок во многом определил не только виды конкретных уравнений и выражений, но и позволил корректно оценить численные значения параметров состояния UF_6 .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ UF_6 В ДВУХФАЗНОЙ ОБЛАСТИ ЖИДКОСТЬ–НАСЫЩЕННЫЙ ПАР

2.1. Давление насыщенного пара и изохоры UF_6 .

Давление насыщенного пара P_{sv} экспериментально исследовано в диапазоне температур $364\text{--}502.9 \text{ К}$ и давления от 3.33 до 44.75 бар. Экспериментальные данные представлены вместе с данными [6, 7] на рис. 2. Результаты измерений [8] заметно отличаются от остальных данных и не учитываются в дальнейшем. Все данные для P_{sv} (общее число точек 82) аппроксимированы в температурном диапазоне от тройной до критической точки уравнением, которое в десятичных логарифмах имеет следующий вид:

$$\log P_{sv} = 5.1435 - 1603.313/T - 6.11 \times 10^{-4} T \quad (1)$$

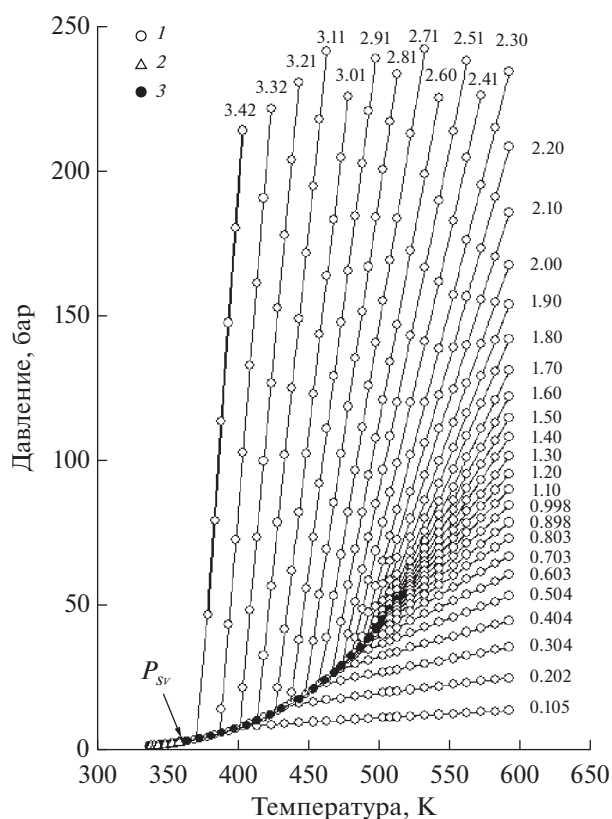


Рис. 2. Давление насыщенного пара P_{sv} : 1 – данные настоящей работы, 2 – [6], 3 – [7]; кривые с числами – изохоры UF_6 , числа – усредненные значения плотности UF_6 в $г/см^3$.

и обеспечивает приближение к экспериментальным данным по давлению UF_6 со среднеквадратичным отклонением $MSD = 0.096$ бар и 0.65% .

На рис. 2 показаны 34 изохоры UF_6 в диапазоне плотности от 0.105 до 3.42 $г/см^3$, давления от 9 до 242 бар и температуры от 379 до 592 К. Цифры на графике показывают усредненные значения плотности газа в $г/см^3$. Графо-математической экстраполяцией изохор к зависимости давления насыщенного пара (1) уточнены значения равновесной температуры на границе фаз UF_6 . В результате у большинства точек изменились значения

равновесной температуры на пограничной линии на величину от 0.1 до 0.9 К по сравнению с прежними данными [4]. Обновленные данные для плотности пара ρ_v и жидкости ρ_l на границе фаз UF_6 в зависимости от температуры представлены в табл. 1.

2.2. Определение критических параметров UF_6 .

Обновленные данные для плотности насыщенного пара ρ_v и жидкости ρ_l на границе двух фаз UF_6 показаны на рис. 3 в зависимости от температуры в координатах $\rho-T$. Данные для плотности пара (число экспериментальных точек – 11) получены только в данной работе, а для плотности жидкого UF_6 получены несколькими авторами. Настоящие данные довольно хорошо согласуются в области температур $372-503$ К (за исключением отдельных точек) с данными [9]. В интервале температур $338-372$ К данные [8] и [9] и хорошо согласуются друг с другом. Результаты, полученные в [10] в области температур $344-365$ К, заметно отличаются от данных [8, 9], они не показаны на графике и не учитывались при дальнейших расчетах. Вся последующая обработка экспериментальных данных для плотности жидкости проводилась по всем отмеченным точкам, общее число которых составило 40.

Для вычисления критической температуры и плотности, а также теплоты парообразования требуются данные по ортобарическим плотностям UF_6 . Для их получения плотности пара и жидкости были аппроксимированы полиномами второго–четвертого порядка с аргументом в виде композиции $X = (T_k - T)^m$, где T_k и m – постоянные числа, которые в общем случае неизвестны. В результате найдены полиномиальные зависимости, которые обеспечивают приближение к экспериментальным данным с наименьшей $MSE \approx (5.5-6.3) \times 10^{-3}$ $г/см^3$. Полученные выражения далее используются для определения ортобарических плотностей пара и жидкости UF_6 для 22 значений температуры в интервале от 405 до 502.6 К, разбитом на примерно равные отрезки по 4–5 К.

Из трех критических параметров определение критической температуры является наиболее сложной и трудоемкой. Для ее нахождения разработана физико-математическая методика на основе программы “Origin 8” с использованием ортоба-

Таблица 1. Плотность пара ρ_v и жидкости ρ_l на границе фаз (бинодали) UF_6 в $г/см^3$

T, K	404.0	436.5	456.8	470.9	483.2	487.8	493.2	497.7	500.6	502.3	503.7
ρ_v	0.1054	0.2029	0.3047	0.4053	0.5054	0.605	0.704	0.805	0.898	1.0	1.101
T, K	372.7	387.3	401.0	413.6	426.7	437.3	448.0	457.2	466.0	473.3	479.7
ρ_l	3.419	3.317	3.217	3.117	3.01	2.914	2.815	2.71	2.608	2.511	2.411
T, K	485.7	490.4	494.5	497.7	500.0	501.8		503.2		503.9	
ρ_l	2.303	2.208	2.106	2.005	1.905	1.807		1.702		1.605	

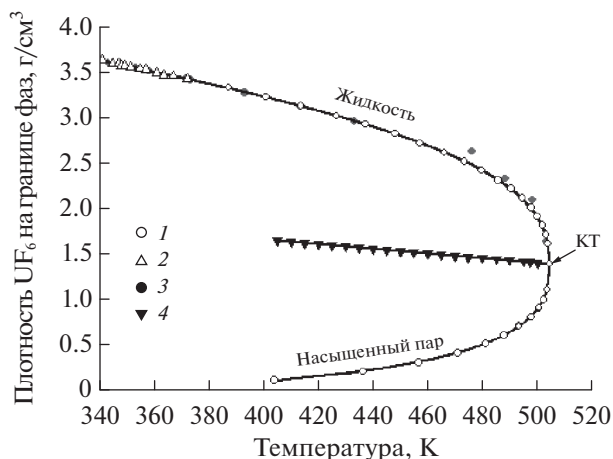


Рис. 3. Зависимости от температуры плотности насыщенного пара и равновесной с ним жидкости UF_6 : 1 – данные настоящей работы, 2 – [8], 3 – [9]; 4 – прямолинейный диаметр, КТ – критическая точка.

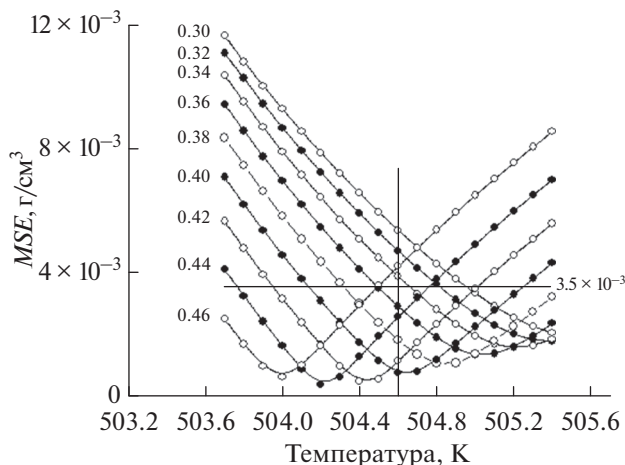


Рис. 4. Среднеквадратичная ошибка MSE полиномов (2), аппроксимирующих разность ортобарических плотностей UF_6 , в зависимости от температуры; числа – значения m аргумента X уравнения (2).

рических плотностей пара и жидкости UF_6 . Суть данной методики, представляющей собой видоизмененную модель, которая использовалась в работах [2, 4, 11], состоит в следующем. Если определить разность ортобарических плотностей $\Delta\rho' = \rho'_l - \rho'_v$, то из вычисленных величин должна образоваться последовательность точек, находящихся на кривой, заканчивающейся однозначно в критической температуре.

Для аппроксимации функции $\Delta\rho'(T)$ применены полиномы второго порядка вида

$$\Delta\rho' = B_0 + B_1X + B_2X^2. \quad (2)$$

Цель исследований – найти такой полином, который имел бы наименьшую среднеквадратичную ошибку аппроксимации MSE , а свободный член B_0 был равен или наиболее близок к нулю. Только в таком случае параметр T_k приобретает физический смысл критической температуры T_c .

Для исследований выбран интервал температур от 503.7 до 505.4 К с шагом 0.1 К, а для параметра m диапазон от 0.30 до 0.46 с шагом 0.02. Всего исследовано 162 полинома вида (2) и для каждого из них определены значения MSE и B_0 . По результатам проведенных исследований построены графические зависимости $MSE(T)$ и $B_0(T)$, которые отображены на рис. 4 и 5. Все функции $MSE(T)$ имеют отчетливые минимумы, а их наименьшие значения на уровне $(5-10) \times 10^{-4}$ г/см³ наблюдаются в интервале $m = 0.38-0.46$ (рис. 4). Параметр B_0 проходит через нулевое значение в выбранном интервале температур при $m = 0.34-0.44$ (рис. 5). Оба графика наглядно демонстрируют, что единственным вариантом, когда одновременно наблюдаются минимум MSE и наиболее близкое к

нулю значение параметра $B_0 = -0.00167$ г/см³, является случай при $m = 0.40$ и температуре 504.6 К. Представляется, что это значение температуры и должно соответствовать искомой величине критической температуры T_c . Для оценки погрешности ее определения на рис 4 проведена горизонтальная линия на уровне 3.5×10^{-3} г/см³, в 5 раз превышающего минимальную MSE . При таких условиях границы изменения критической температуры UF_6 оказываются в пределах от 504.1 до 505.2 К, а ее величина $T_c = 504.6 \pm 0.5$ К, что практически совпадает с прежними данными (504.5 К) [4].

Теперь, зная значение критической температуры, можно написать окончательные аналитиче-

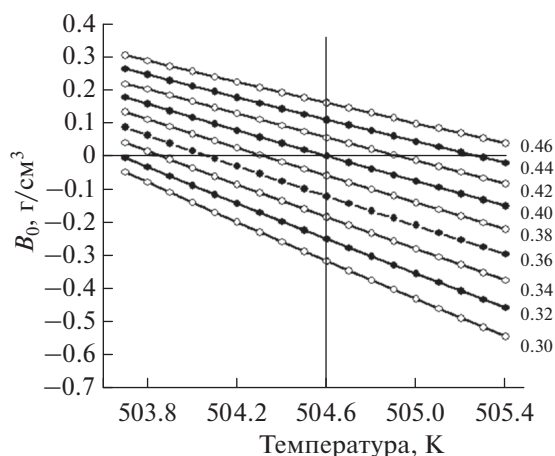


Рис. 5. Зависимости от температуры свободного члена B_0 полиномов (2), аппроксимирующих разность ортобарических плотностей UF_6 ; числа – значения m аргумента X уравнения (2).

Таблица 2. Критические параметры UF₆

T_c , К	503.4	505.2	504.5	518.2	505.8	504.6
P_c , бар	46.1	50, 44.6	45.9	–	46.6	45.5
ρ_c , г/см ³		1.9, 1.39	1.38	–	1.41	1.385
Источник	[7]	[9]	[4]	[8]	[12]	Данная работа

ские выражения для плотности пара и жидкости UF₆ на границе фаз. В качестве аргумента функций был использован тот же параметр $X = (504.6 - T)^m$. Критерием выбора показателя m являлась наименьшая MSE при аппроксимации функциями $\rho_v(T)$ и $\rho_l(T)$ экспериментальных данных на пограничной кривой, к которым добавлена критическая точка, и наибольшая близость свободного члена уравнений к значению критической плотности. Сканирование показателя m производилось с шагом 0.1 в интервале $\Delta m = 0.28-0.38$ в случае пара и $\Delta m = 0.40-0.50$ в случае жидкости. Данным критериям в наибольшей степени удовлетворяют аргументы $X_v = (504.6 - T)^{0.325}$ для пара и $X_l = (504.6 - T)^{0.45}$ для жидкости. Уравнения для ρ_v и ρ_l , таким образом, приобретают следующий вид:

$$\rho_v = 1.384 - 0.2773X_v - 0.01691X_v^2 + 0.00426X_v^3, \quad (3)$$

$$\rho_l = 1.385 + 0.28097X_l - 0.01165X_l^2 + 0.00060287X_l^3. \quad (4)$$

Уравнение (3) обеспечивает приближение к экспериментальным данным для плотности пара UF₆ со среднеквадратичным отклонением $MSD = 0.005$ г/см³ и 0.65%, а уравнение (4) к для плотности жидкости UF₆ с $MSD = 0.006$ г/см³ и 0.21%. При других значениях m величины MSE и MSD имели большие значения так же, как и при использовании полиномов четвертого порядка. Следует отметить, что уравнения (3) и (4) значительно отличаются от прежних [4] аналогичных уравнений.

Для нахождения критической плотности построен прямолинейный диаметр, представляющий собой прямую линию, построенную по точкам, равным половине суммы ортобарических плотностей UF₆. Такая линия построена и показана на рис. 3, как прямолинейный диаметр. Значение критической плотности определено как точка пересечения прямолинейного диаметра с вертикалью $T = 504.6$ К, и оказалось равным с учетом указанных выше границ критической температуры $\rho_c = 1.385 \pm 0.0015$ г/см³. Эта величина на 0.005 г/см³ превышает значение ρ_c в работе [4], а ошибка в ее определении почти на порядок меньше.

Величина критического давления определена экстраполяцией уравнения (1) для давления на-

сыщенного пара к критической температуре и оказалась равной $P_c = 45.5 \pm 0.3$, что на 0.4 бар меньше значения, приведенного в предыдущих работах.

В табл. 2 размещены все данные по критическим параметрам UF₆, которые опубликованы в открытой литературе, а также рекомендованные в [12] значения для критической температуры и давления, которые получены на основании анализа литературных данных по состоянию на 1971 г. Таблица наглядно иллюстрирует заметный разброс показаний и хорошее совпадение с предыдущими результатами [4].

2.3. Теплота парообразования UF₆. Полученные данные для ортобарических плотностей и давления насыщенного пара используются для вычисления теплоты парообразования UF₆ по формуле Клапейрона–Клазиуса [13]:

$$\Delta H_v = (dP_{sv}/dT)(\rho'_l - \rho'_v)T_{eq}/(\rho'_l \rho'_v),$$

где ρ'_l и ρ'_v – ортобарические плотности жидкого UF₆ и его пара, T_{eq} – равновесная температура, (dP_{sv}/dT) – производная давления насыщенного пара по температуре, рассчитанная с помощью уравнения (1).

Вычисленные значения теплоты парообразования UF₆ ΔH_v представлены в табл. 3 вместе с величинами ортобарических плотностей пара и жидкости и отложены на графике на рис. 6. На графике показаны также данные для теплоты сублимации ΔH_s работы [1], данные [14] для ΔH_s и ΔH_v , полученные по результатам прямых калориметрических исследований, и значения ΔH_v из [4]. Данные для ΔH_v настоящей работы хорошо согласуются с данными [14] и отличаются от данных работы [4], особенно при температурах ниже 460 К. Значение для теплоты плавления ΔH_m оказалось равным по данным [14] 54.5 кДж/кг, а по данным настоящей работы 48.9 кДж/кг.

Данные [14] и настоящей работы для теплоты парообразования аппроксимированы полиномами первого, второго и третьего порядка с аргументом $X = (504.6 - T)^m$. Сканирование показателя m производилось с шагом 0.1 в интервале $\Delta m = 0.40-0.50$. По результатам вычислений найдено, что полином второго порядка при аргументе $X = (504.6 - T)^{0.495}$ намного ближе подходит к нулевому значению при T_c , хотя погрешность аппроксимации у него

Таблица 3. Теплота парообразования ΔH_v в кДж/кг и ортобарические плотности пара и жидкости UF_6 в г/см³ при соответствующей температуре равновесия T_{eq} в К

T_{eq}	405.1	410.1	415.1	420.0	425.0	430.0	435.0	439.9	445.1	450.2	455.0
ρ'_v	0.107	0.118	0.131	0.144	0.160	0.177	0.196	0.216	0.239	0.265	0.292
ρ'_l	3.180	3.142	3.103	3.063	3.022	2.979	2.934	2.889	2.840	2.788	2.737
ΔH_v	66.98	65.97	64.77	63.44	61.93	60.28	58.5	56.64	54.56	52.36	50.19
T_{eq}	460.0	464.9	469.8	474.7	479.8	485.2	489.9	494.9	497.4	500.0	502.1
ρ'_v	0.324	0.358	0.397	0.441	0.495	0.562	0.634	0.734	0.797	0.883	0.978
ρ'_l	2.681	2.622	2.559	2.491	2.412	2.318	2.221	2.091	2.013	1.907	1.790
ΔH_v	47.74	45.23	42.55	39.66	36.36	32.55	28.73	23.88	21.05	17.39	13.54

несколько большая, чем у полинома третьего порядка. Аппроксимирующий полином имеет вид

$$\Delta H_v = 0.00693 + 8.22X - 0.1363X^2.$$

Данное уравнение обеспечивает приближение к экспериментальным данным для ΔH_v во всей области существования жидкой фазы UF_6 : от тройной точки до критической с $MSD = 0.42$ кДж/кг и 1.02%.

3. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ UF_6 В ОБЛАСТИ ПЛОТНОГО И СИЛЬНО СЖАТОГО ГАЗА

Необходимость построения нового уравнения состояния для плотного газа UF_6 диктуется, по существу, его практическим отсутствием, поскольку в работах [2, 4] не удалось достаточно обоснованно (с настоящих позиций) определить его аналитическое выражение и области применимости, а новых аналитических выражений для уравнения состояния UF_6 в научной литературе с тех пор не появилось.

Как отмечалось выше все исследования проводились по изохорам, но в то же время при одних и тех же значениях температуры. Так что режим исследований одновременно и изохорическим, и изотермическим. На рис. 7 представлены изотермы сжимаемости $Z = P\mu/(\rho RT)$ как функции плотности ρ . Там же изображена пограничная кривая в координатах (Z, ρ) , которая имеет вид монотонной зависимости в отличие от зависимостей в других координатах (см. рис. 3). Экспериментальные данные на пограничной кривой аппроксимированы нелинейными функциями из базы "Origin 8". Оказалось, что наилучшее приближение к экспериментальным данным обеспечивается полином четвертого порядка следующего вида:

$$Z(\rho) = 0.9305 - 0.919\rho + 0.4852\rho^2 - 0.363\rho^3 + 0.0146\rho^4.$$

Полученное уравнение описывает экспериментальные данные с $MSE = 2.25 \times 10^{-3}$ и позволяет вычислять параметры UF_6 на пограничной

кривой в интервале плотности от $\rho_v = 0.1054$ г/см³ до $\rho_l = 3.419$ г/см³ и температуры от 379 К до T_c .

В качестве регрессионной модели для уравнения состояния выбрана известная вириальная форма, в которой сжимаемость Z представляется в виде бесконечного ряда по плотности газа

$$Z(\rho) = 1 + \sum_n \sum_m B_n(T^m) \rho^n, \quad (5)$$

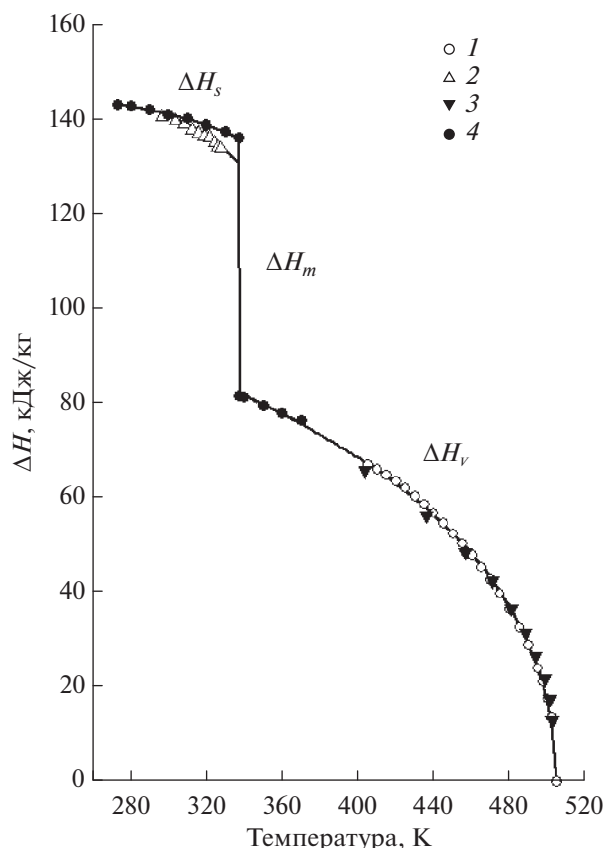


Рис. 6. Теплота сублимации ΔH_s и парообразования ΔH_v UF_6 в зависимости от температуры; 1 – данные настоящей работы, 2 – [1], 3 – [4], 4 – [14].

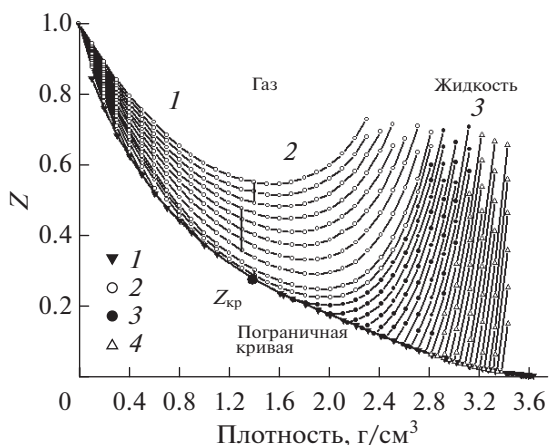


Рис. 7. Изотермы сжимаемости $Z(\rho)$ для плотного газа и жидкости, а также пограничная кривая (I) в зависимости от плотности UF_6 ; 2 – область применимости уравнения состояния (7) при $\rho < 1.4 \text{ г/см}^3$ и уравнения (6) при $\rho > 1.4 \text{ г/см}^3$, 3 – уравнения (8), 4 – область, где аппроксимация не удалась.

где коэффициенты $B_n(T^m)$ зависят только от температуры и имеют вид полиномов порядка m по температуре.

Зависимости $Z(\rho)$ условно можно разбить на три участка: участок 1 с умеренно плотным газом в интервале плотности от 0 до $\rho_{\text{кр}}$, участок 2 с плотным и сильно сжатым газом в интервале плотности выше ρ_c и при температурах выше T_c и участок 3 с жидким UF_6 при плотности выше ρ_c и температурах ниже T_c . Экспериментальные данные для Z на каждой изотерме в областях 1 и 2 аппроксимированы полиномами разных порядков n от 2 до 8 в зависимости от выбранного интервала плотности. Аппроксимация начиналась с первого участка и далее интервал для аппроксимации расширялся до максимально возможной плотности. Для каждого полинома получен набор чисел для коэффициентов $B_n(T^m)$, а также численные значения MSE . Далее для отдельных выбранных полиномов с наименьшими MSE определялись аппроксимирующие полиномы для коэффициентов $B_n(T^m)$. Для полученных таким образом вариантов уравнения состояния вычислялись значения давления UF_6 и их среднеквадратичных отклонений (MSD) от экспериментальных данных. Критерием выбора окончательного варианта уравнения состояния был наибольший интервал аппроксимируемой плотности UF_6 при наименьшем значении MSD .

На участке 1 до плотности $0.7, 1.0 \text{ г/см}^3$ рассмотрены по три полинома второго, третьего и четвертого порядков, на втором участке до плотности 1.7 г/см^3 – пять полиномов (от второго до шестого порядков) и до плотности 2.0 г/см^3 – три полинома второго, третьего и четвертого поряд-

ков. На участке 2 до плотности 2.3 г/см^3 рассмотрены пять полиномов (от второго до шестого порядков) и еще пять полиномов (от четвертого до восьмого порядков) до максимально возможной плотности от 2.3 до 2.8 г/см^3 . Общее количество рассмотренных полиномов – 24, а с учетом числа изотерм их количество возрастает до 265. Следует отметить, что из-за пограничной кривой цельные изотермы до температуры 592.2 К можно наблюдать только до плотности 0.7 г/см^3 . Остальные изотермы исследовались по той же причине в интервале температур выше критической точки от 507.9 до 592.2 К .

По результатам выполненных исследований установлено, что в интервалах плотности $0\text{--}2.3 \text{ г/см}^3$ и $0\text{--}\rho_{\text{max}}$, переходящих точки минимума кривых $Z(\rho)$ (рис. 7), хорошее приближение аппроксимирующих полиномов к экспериментальным данным для Z наблюдается при порядке n , начиная с пятого. При этом значение MSE достигает минимального значения на уровне $(1\text{--}1.4) \times 10^{-3}$ и дальше с увеличением n практически не изменяется. После кропотливых поисков и подборок для уравнения состояния UF_6 выбраны следующие данные: интервал плотности $0\text{--}2.3 \text{ г/см}^3$, порядок аппроксимирующего полинома $n = 5$, а порядок степени m для полиномов $B_n(T^m)$ равен 2. Для краткости это уравнение можно записать как $Z(5n, 2m)$, а аналитическое выражение может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 Z(5n, 2m) = & 1 - (0.80131 + 0.00321T - \\
 & - 6.14767 \times 10^{-6}T^2)\rho - (13.83812 - 0.05171T + \\
 & + 4.77016 \times 10^{-5}T^2)\rho^2 + (19.07937 - 0.06809T + \\
 & + 6.10854 \times 10^{-5}T^2)\rho^3 - (9.15786 - 0.03228T + \\
 & + 2.86963 \times 10^{-5}T^2)\rho^4 + (1.45799 - 0.00511T + \\
 & + 4.53663 \times 10^{-6}T^2)\rho^5.
 \end{aligned} \quad (6)$$

Проведенное сравнение вычисленных по полученному уравнению значений давления UF_6 с экспериментальными данными показало, что осредненное значение среднеквадратичного отклонения величин давления MSD для всего исследованного интервала параметров состояния в области газа оказалось равным 0.47 бар и 0.56% . В интервале температур $443\text{--}503 \text{ К}$ $MSD = 0.24 \text{ бар}$ и 1.04% , $483\text{--}592 \text{ К}$ $MSD = 0.48 \text{ бар}$ и 0.47% и $508\text{--}592 \text{ К}$ $MSD = 0.49 \text{ бар}$ и 0.46% . Результаты вычислений MSD представлены для разных температур в табл. 4. В таблице также указаны количество точек N , используемых в расчетах давления, и максимальные значения плотности ρ_{max} в г/см^3 и давления P_{max} в бар на изотермах $Z(\rho)$. Символом * отмечены температуры, для которых значения MSD получены при экстраполяции уравнения (6).

Среднеквадратичное отклонение значений давления в интервале температур от 493 до 592.2 К уменьшается с ростом температуры и в среднем

Таблица 4. Среднеквадратичные отклонения MSD величин давления, вычисленных по уравнению (6), от экспериментальных данных при разных температурах на изотермах $Z(\rho)$

T, K	443.5*	453.4*	463.5*	473.2*	483.2*	493.0*	502.9*	507.9	512.9
N	2	2	3	4	5	6	10	28	28
$\rho_{\max}, \text{г/см}^3$	0.203	0.203	0.305	0.405	0.505	0.605	1.0	2.807	2.807
$P_{\max}, \text{бар}$	16.3	17	23	28	33	38	45	220	235
$MSD, \text{бар}$	0.34	0.25	0.32	0.30	0.22	0.18	0.19	0.46	0.39
$MSD, \%$	2.27	1.58	1.54	1.16	0.75	0.55	0.46	0.68	0.62
T, K	522.8	532.8	542.6	552.5	562.5	572.4	582.3	592.2	
N	27	27	26	25	25	24	23	23	
$\rho_{\max}, \text{г/см}^3$	2.702	2.701	2.60	2.502	2.501	2.402	2.293	2.292	
$P_{\max}, \text{бар}$	213	242	225	214	238	226	215	234	
$MSD, \text{бар}$	0.41	0.45	0.36	0.40	0.38	0.44	0.40	0.62	
$MSD, \%$	0.52	0.50	0.36	0.35	0.30	0.31	0.30	0.40	

не превышает 0.6%. Это можно считать приемлемым результатом для практических расчетов параметров состояния UF_6 при использовании манометров типа МТИ с классом точности 0.6 и 1.0%. Однако при использовании образцовых манометров МО с классом точности 0.4% уравнение (6) не сможет обеспечить соответствующую точность расчетов при температурах ниже 530 К. Поэтому предпринята попытка найти дополнительное уравнение состояния, которое обеспечивало бы лучшее приближение к экспериментальным данным по давлению в указанной области температур. Такое уравнение $Z(3n, 2m, 3m, 3m)$ найдено, и оно имеет вид

$$\begin{aligned}
 Z(3n, 2m, 3m, 3m) = & 1 - (5.26405 - 0.01259T + \\
 & + 7.88174 \times 10^{-6} T^2) \rho - (22.98805 - 0.1318T + \\
 & + 2.44878 \times 10^{-4} T^2 - 1.492 \times 10^{-7} T^3) \rho^2 + \quad (7) \\
 & + (15.61854 - 0.08582T + \\
 & + 1.55773 \times 10^{-4} T^2 - 9.34976 \times 10^{-8} T^3) \rho^3.
 \end{aligned}$$

Данное уравнение получено при аппроксимации экспериментальных данных в интервале плотностей 0.1–1.7 г/см³ и температур 507.9–592.2 К. Оно обеспечивает определение давления UF_6 со среднеквадратичным отклонением $MSD = 0.16$ бар и 0.36% в интервале плотностей от 0.1 до 1.3–1.4 г/см³, температуры от 443.5 до 592 К и давлений от 10 до 109 бар. Результаты вычислений MSD представлены для разных температур в табл. 5. В таблице также указаны количество точек N , используемых в расчетах давления, и максимальные значения плотности ρ_{\max} в г/см³ и давления P_{\max} в бар на изотермах $Z(\rho)$. Символом * отмечены температуры, для которых значения MSD получены при экстраполяции уравнения (7).

Уравнение (7) обеспечивает гораздо лучшее приближение к экспериментальным данным по сравнению с уравнением (6) в докритической области ($\rho < 1.3$ –1.4 г/см³) и выдает результаты с

MSD , практически соизмеримыми с погрешностью образцовых манометров МО класса 0.4 (табл. 5). Увеличенные отклонения MSD до 0.6% (это существенно меньше, чем при применении уравнения (6)) наблюдаются только при температурах ниже 493 К. Для иллюстрации сказанного рекомендуемые верхние границы применимости уравнения (7) показаны на рис. 7 двумя отрезками вертикальных линий.

Важно подчеркнуть, что при расчетах параметров состояния UF_6 по уравнениям (6) и (7) недопустимо сокращать количество цифр после запятой в написанных коэффициентах, значения которых получены с помощью "Origin 8". Любая неточность, пропуск хотя бы одной цифры и даже округление чисел в последних знаках после запятой неизбежно приведет, как показала практика, к некорректным результатам.

Для определения второго вириального коэффициента (ВВК) используется аналитический метод отождествления ВВК с коэффициентом B_1 степенного ряда (5), подробно изложенный в работах [15, 16]. При этом должно выполняться три условия: 1) постоянство и наименьшее значение MSE при изменении степени ряда n , 2) независимость коэффициента B_1 от степени ряда при фиксированном интервале плотности $\Delta\rho$ и 3) независимость коэффициента B_1 от размеров интервала плотности $\Delta\rho$. В процессе обработки экспериментальных данных получено 265 полиномов разных порядков n от 2 до 8 в шести интервалах плотности с измерением MSE для каждого полинома. После отбора 255 полиномов с наименьшими MSE в пределах $(1.4$ – $2.5) \times 10^{-3}$ для каждой температуры выполнено осреднение коэффициентов B_1 в интервале от 507.9 до 592.2 К по 23 точкам, а в интервале температур 463.5–502.9 К по 5–6 точкам. Полученные таким образом числа, которые, согласно упомянутому выше условиям (1–3), можно отождествить с ВВК, представлены в табл. 6. В

Таблица 5. Среднеквадратичные отклонения MSD величин давления, вычисленных по уравнению (7), от экспериментальных данных при разных температурах на изотермах $Z(\rho)$

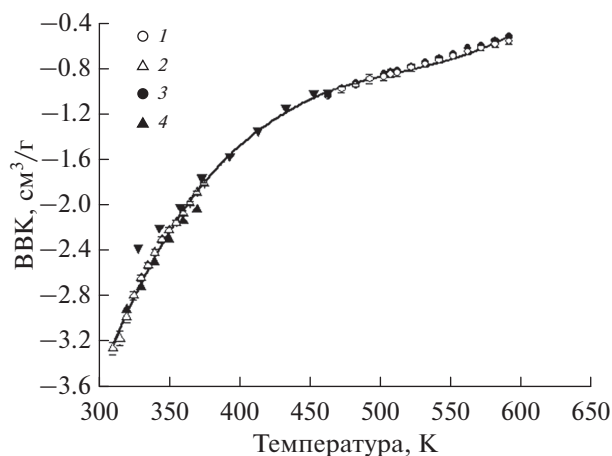
T, K	443.5*	453.4*	463.5*	473.2*	483.2*	493.0*	502.9*	507.9	512.9
N	2	2	3	4	5	6	10	14	14
$\rho_{\max}, \text{г/см}^3$	0.203	0.203	0.305	0.405	0.505	0.605	1.0	1.4	1.4
$P_{\max}, \text{бар}$	16.3	17	23	28	33	38	45	50	53
$MSD, \text{бар}$	0.059	0.086	0.107	0.14	0.16	0.12	0.102	0.17	0.14
$MSD, \%$	0.45	0.61	0.60	0.64	0.67	0.49	0.37	0.46	0.36
T, K	522.8	532.8	542.6	552.5	562.5	572.4	582.3	592.2	
N	13	13	13	13	13	14	14	14	
$\rho_{\max}, \text{г/см}^3$	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.4	1.4	
$P_{\max}, \text{бар}$	58	65	70	77	83	94	103	109	
$MSD, \text{бар}$	0.12	0.085	0.14	0.15	0.14	0.23	0.18	0.24	
$MSD, \%$	0.33	0.24	0.26	0.27	0.24	0.30	0.27	0.28	

Таблица 6. Значения ВВК UF_6 и их среднеквадратичные отклонения SD в $\text{см}^3/\text{г}$

T, K	463.5	473.2	483.2	493.0	502.9	507.9	512.9	522.8
ВВК	-1.0547	-0.993	-0.957	-0.902	-0.881	-0.858	-0.845	-0.802
SD	0.00801	0.0265	0.0144	0.0404	0.0329	0.033	0.0298	0.0306
T, K	532.8	542.6	552.5	562.5	572.4	582.3	592.2	
ВВК	-0.768	-0.735	-0.697	-0.661	-0.626	-0.594	-0.567	
SD	0.0309	0.025	0.0276	0.0279	0.0253	0.0295	0.0295	

таблице приведены также значения среднеквадратичного отклонения SD величин ВВК.

Зависимость ВВК от температуры изображена на рис. 8. На графике также отложены данные, полученные в интервале температур 320–370 К [1] и в интервале температур 440–590 К [4], а также данные [17], полученные по результатам исследования сжимаемости разреженного газа UF_6 в ин-

**Рис. 8.** Второй вириальный коэффициент UF_6 в зависимости от температуры: 1 – данные настоящей работы, 2 – [1], 3 – [4], 4 – [17].

тервале температур 328–463 К. Наблюдается отличие результатов работ [1, 4] от данных настоящей работы, которое в среднем составляет 4 и 3% соответственно. Отличие данных [17] от результатов настоящей работы довольно значительное, но оно уменьшается с ростом температуры от 10% при $T = 330$ К до 4% при 370 К. Однако результаты настоящей работы по методу их получения представляются наиболее объективными.

Все данные настоящей работы для ВВК, полученные в области разреженного и плотного газа были аппроксимированы со среднеквадратичным отклонением $MSD = 0.03 \text{ см}^3/\text{г}$ и 2.4% полиномом третьего порядка следующего вида:

$$\text{ВВК} = -31.6366 + 0.17412T - 3.3327 \times 10^{-4}T^2 + 2.16086 \times 10^{-7}T^3.$$

4. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОГО UF_6

В литературе (см. например, [18, 19]) имеется довольно много экспериментальных данных о сжимаемости жидкостей и приводятся различные аналитические выражения для их уравнения состояния. В сравнительно недавней работе [18] была впервые получена температурная зависимость объема жидкости, а в [19] найдено еще одно уравнение, которое лучше передает зависимость объема жидкости от температуры и давления. Однако считается, что наилучшим уравнением состояния жидкостей является уравнение Тейта:

$$(V_0 - V)/V_0 = C \ln[(B + P)/(B + P_0)],$$

где V_0 и V – объем вещества при давлении P_0 и P соответственно, C и B – эмпирические постоянные.

Для применения указанных зависимостей необходимо выполнить непростые преобразования настоящих экспериментальных данных, которые получены в изотермическом режиме в координатах (Z – ρ). Поэтому в качестве регрессионной модели для уравнения состояния жидкого UF_6 выбрана одна из нелинейных функций в базе “Origin 8”. Как показали исследования, наилучшим вариантом для уравнения состояния является выражение с экспонентой вида

$$Z = A(T^m) + B(T^m) \exp[(R(T^m)\rho)],$$

где A , B и R – коэффициенты, зависящие только от температуры и имеющие вид полиномов порядка m по температуре; ρ – плотность исследуемого вещества.

Для увеличения количества точек на изотермах $Z(\rho)$ в их состав введены величины плотности жидкости ρ_l на пограничной кривой, которые рассчитаны по уравнению (4). Эти точки показаны на рис. 8. Но даже после таких действий аппроксимация экспериментальных данных реально ограничена температурой 453 К, при которой число точек уже равно 5. Проведение аппроксимации экспериментальных данных в разных интервалах температур, начиная с 418–502.9 К, с постепенным сужением интервала позволило прийти к диапазону 453–498 К. Для этого интервала температур удалось найти, в отличие от других интервалов, аналитическое выражение уравнения состояния жидкого UF_6 , которое обеспечивает приемлемое приближение к экспериментальным данным и может быть записано в следующем виде:

$$Z = -(8.17265 - 0.02504T + 1.67372 \times 10^{-5}T^2) - (0.00245 - 1.59027 \times 10^{-5}T + 2.1984 \times 10^{-8}T^2) \exp[(57.9016 - 0.24769T + 2.77396 \times 10^{-4}T^2)\rho]. \quad (8)$$

Проведено сравнение вычисленных по полученному уравнению (8) значений давления UF_6 с экспериментальными данными. Результаты вычислений MSD представлены для разных температур в указанном интервале в табл. 7. В таблице также приведены результаты вычислений для трех изотерм жидкого UF_6 при температурах от 493 до 502.9 К с использованием уравнения (6) для плотного газа $Z(5n, 2m)$. Эти результаты отмечены в таблице символом *. В расчетах использованы данные, для которых величина отклонения значений давления не превышает 10%. При температурах ниже 493 К MSD значительно возрастает и становится выше значений, полученных по уравнению (8). По этой причине эти данные в табл. 7 не приведены.

Таким образом, в результате проведенной аппроксимации экспериментальных данных для жидкого UF_6 получено два уравнения состояния. В интервале температур 493–502.9 К, плотности от значений ρ_l на границе фаз до значений 2.5–2.8 г/см³ и давлений до 140–200 бар предпочтительнее уравнение (6). Здесь величина MSD в среднем составляет 1.68 бар и 1.86%. Для расчетов параметров состояния UF_6 в интервале температур 453–493 К следует применять уравнение (8), которое описывает экспериментальные данные со среднеквадратичным отклонением MSD менее 7 бар и 6%.

Рекомендуемые области применимости полученных уравнений состояния и погрешности определения по ним давления UF_6 представлены в табл. 8. В скобках показаны интервалы параметров в указанном диапазоне температур.

Таблица 7. Среднеквадратичные отклонения величин давления, вычисленных по уравнениям (8) и (6) (при $T = 493.2$ – 502.9 К), от экспериментальных данных на изотермах $Z(\rho)$

T , К	453.4	458.4	463.3	468.2	473.2	478.2
N	5	5	6	5	6	6
ρ_{\max} , г/см ³	3.112	3.11	3.11	3.005	3.004	2.908
P_{\max} , бар	194.6	217.6	241.2	183.2	204.5	165.6
MSD , бар	0.65	4.41	4.4	0.76	4.38	7.6
MSD , %	1.61	5.1	4.58	1.18	4.1	8.2
T , К	483.2	488.1	493.0	493.0*	498.1*	502.9*
N	6	7	9	5	9	13
ρ_{\max} , г/см ³	2.81	2.809	2.906	2.501	2.702	2.807
P_{\max} , бар	135.3	151.4	220.9	221	239	200.5
MSD , бар	8.1	6.5	3.73	1.44	2.19	2.35
MSD , %	9.8	7.2	2.77	2.22	2.05	1.86

Таблица 8. Области применимости уравнений состояния UF_6 (интервалы температуры ΔT , плотностей $\Delta\rho$, давлений ΔP) и погрешности определения по ним давления (MSD)

Уравнение	(7)	(6)	(6)	(8)
ΔT , К	443–592	508–592	493–503	453–498
$\Delta\rho$, г/см ³	0.1–(1.3–1.4)	1.3–(2.3–2.8)	(1.7–2.1)–(2.5–2.8)	(2.1–2.6)–(2.8–3.1)
ΔP , бар	10–109	10–230	40–(200–250)	(25–40)–(200–230)
MSD , бар	0.16	0.49	1.5–2.4	1–7
MSD , %	0.36	0.46	1.9–2.2	2–7

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе подводится итог многолетним исследованиям автора по теплофизическим свойствам гексафторида урана UF_6 в широкой области параметров состояния: в интервале температур от 290 до 590 К, давлений от 50 до 242 бар и плотностей от 0.00188 до 3.42 г/см³. Впервые приведено описание экспериментального оборудования высокого давления, а также методики исследований и определения параметров состояния UF_6 . Получены обновленные данные по теплофизическим свойствам UF_6 в области равновесия насыщенного пара с жидкой фазой, а также в областях плотного газа и жидкости. Получены новые данные для теплоты парообразования UF_6 . Все экспериментальные данные аппроксимированы соответствующими аналитическими уравнениями. Разработана физико-математическая методика определения критической температуры по экспериментальным данным на пограничной кривой, позволившая уточнить критические параметры UF_6 : $T_c = 504.6 \pm 0.5$ К, $\rho_c = 1.385 \pm 0.0015$ г/см³, $P_{I+} = 45.5 \pm 0.3$ бар.

По P – V – T -данным построены два новых вириальных уравнения для плотного и сильно сжатого газа. Впервые представлено уравнение состояния для жидкого UF_6 (8). Получены обновленные данные для второго вириального коэффициента UF_6 в диапазоне температур 463–592 К.

Результаты работы наглядно иллюстрируют целесообразность выполненной переработки полученных ранее экспериментальных данных, позволившей получить новую информацию о теплофизических свойствах UF_6 . Представленные в работе экспериментальные данные и аналитические выражения для UF_6 могут рассматриваться как справочный материал и использоваться для вычислений параметров состояния и различных термодинамических характеристик гексафторида урана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малышев В.В. Теплофизические свойства гексафторида урана. Свойства в области разреженного газа // ТВТ. 2022. Т. 60. № 3. С. 350.
2. Малышев В.В. Экспериментальное исследование термодинамических свойств гексафторидов молибдена, вольфрама и урана в широкой области парамет-

ров состояния. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Ин-т атомной энергии им. И.В. Курчатова, 1973. 198 с.

3. Малышев В.В. Уравнение состояния гексафторида урана в широкой области параметров состояния // Атомная энергия. 1972. Т. 32. № 4. С. 313.
4. Малышев В.В. Экспериментальное исследование сжимаемости гексафторида урана в широкой области параметров состояния. В кн.: Теплофизические свойства газов / Под ред. Новикова И.И. М.: Наука, 1973. С. 142.
5. Малышев В.В. Мембранный нуль-индикатор для измерения давления в агрессивных средах и схемы с автоматической регулировкой противодействия // ТВТ. 1972. Т. 10. № 6. С. 1277.
6. Weinstock B., Crist R. The Vapor Pressure of Uranium Hexafluoride // J. Chem. Phys. 1948. V. 16. № 5. P. 436.
7. Oliver G., Milton H., Grisard J. The Vapor Pressure and Critical Constants of Uranium Hexafluoride // J. Amer. Chem. Soc. 1953. V. 75. № 12. P. 2827.
8. Llewellyn D.R. Some Physical Properties of Uranium Hexafluoride // J. Chem. Soc. 1953. P. 28.
9. Кац Дж., Рабинович Е. Химия урана. М.: ИЛ, 1954. С. 322.
10. Hoge H.J., Wechsler M.T. Determination of Density of UF_6 from Sinking Temperatures of Glass Floats // J. Chem. Phys. 1949. V. 17. № 7. P. 617.
11. Малышев В.В. Метод определения критической температуры по экспериментальным данным на пограничной кривой // ИФЖ. 1973. Т. XXVIII. № 1. С. 90.
12. Mathews J.F. The Critical Constants of Inorganic Substances // Chem. Rev. 1972. V. 72. № 1. P. 71.
13. Физическая энциклопедия / Под ред. Прохорова А.М. М., 1990. Т. 2. С. 372.
14. Masi J. The Heat of Vaporization of Uranium Hexafluoride // J. Chem. Phys. 1949. V. 17. № 9. P. 755.
15. Вукалович М.П., Алтунин В.В., Спиридонов Г.А. Об одном методе построения уравнения состояния сжатых газов по экспериментальным термодинамическим данным с применением ЭВЦМ // ТВТ. 1967. Т. 5. № 3. С. 528.
16. Michel A., Abel J., Ten Seldam G., De Graaff W. Polynomial Representation of Experimental Data; Application to Virial Coefficients of Gases // Physica. 1960. V. 26. Iss. 6. P. 381.
17. Morizot P., Ostorero J., Plurien P. Viscosite et non-idealite des hexafluorures de molybdene, de tungstene, d'uranium determination de leurs parametres moleculaires // J. Chim. Phys. 1973. V. 58. P. 1582.
18. Фогельсон Р.Л., Лихачев Е.Р. Температурная зависимость объема жидкости // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 7. С. 156.
19. Лихачев Е.Р. Уравнение состояния жидкости // Вестн. ВГУ. Сер. Физика и математика. 2014. № 3. С. 42.