

- [4] Yamamoto Y., Kamiya T., Yanai H.//
IEEE J. of Quant. Electron. 1975. V. QE-11.
№9. P. 729-736.
- [5] Ржанов А.В. Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.
- [6] Эллипсометрия - метод исследования поверхности. / Под ред.
Ржанова А.В. Новосибирск: Наука, 1983. 180 с.

Поступило в Редакцию
18 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

03

© 1990

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНТАЛЬПИИ ЖИДКОСТИ ПО ДАННЫМ
ФАЗОВОГО РАВНОВЕСИЯ И КОЭФФИЦИЕНТУ
КОНДЕНСАЦИИ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

Л.С. Котоусов

Энтальпия простых веществ, отсчитанная от 0, найдена из температурной зависимости объема насыщенного пара при его ожижении путем детандирования с непрерывным отделением конденсата от пара.

В литературе [1] приводят значения энтальпии, которые отсчитаны от относительно произвольного начала. Однако в совместных процессах диффузии и теплопроводности [2] и при переносе тепла вместе с веществом в открытых системах необходимо знать энтальпию веществ, отсчитанную от 0. Такие данные получают, если известны экспериментальные теплоемкость, теплота фазовых переходов и термические параметры вещества как функции температуры и давления от нуля до заданных условий, например [3].

Новую возможность экспрессной оценки энтальпии жидкости, равновесной с ее паром, отсчитанной от абсолютного нуля, дает предлагаемая ниже методика расчета объема несконденсировавшегося пара при ожижении исходного насыщенного влажного пара в теоретических условиях квазистатического адиабатного расширения. Рассматриваются два способа мысленного проведения конденсации.

В первом случае жидкость отделяют от пара через конечные, но достаточно малые интервалы понижения температуры по сравнению с полным изменением температуры при расширении. Закон сохранения внутри каждого интервала температуры имеет вид

$$N_n(d\mu_n - d\mu_n) + N_0 d\mu_n + dN_n [x - p(V_n - V_{nn})] + p(1 + \varrho) = 0, \quad (1)$$

где N_0 - исходное число молей, N_n и N_{nn} - числа молей пара и жидкости, причем $N_0 = N_n + N_{nn}$, x - мольная теплота конденсации, p - давление, V_n и V_{nn} а также v_n и v_{nn} - соответственно произвольные и мольные объемы фаз, u_n и u_{nn} - мольные внутренние энергии.

Параметр $\varrho = dV_{nn} / dV_n$ определен на кривой равновесия по данным о конденсации. Он существует лишь вблизи критической точки и в наших условиях в дальнейшем пренебрежимо мал.

Учтем уравнения состояния фаз и уравнение Клапейрона-Клаузиуса

$$z_{n(n)} = pV_{n(n)} / N_{n(n)} RT, \quad \partial p / \partial T = x / T(V_n - V_{nn}), \quad (2)$$

где z - сжимаемость, T - абсолютная температура, R - универсальная газовая постоянная.

Кроме того, для равновесных друг с другом пара и жидкости соответственно

$$d\mu = \left\{ c_p - p\sigma \left[\alpha + \alpha (\beta T - 1) \frac{x}{T(\sigma_n - \sigma_{nn})} \right] \right\} dT, \quad (3)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_p, \quad \beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\sigma, \quad \alpha = - \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial p} \right)_T. \quad (4)$$

Из (1-4) находим

$$\frac{dV_n}{dT} + pV_n = Q. \quad (5)$$

Здесь

$$p = \frac{1}{x + p\sigma_{nn}} \left\{ c_{p_n} - c_{p_{nn}} - p\sigma_n \left[\alpha_n + \alpha_n (\beta_n T - 1) \frac{x}{T(\sigma_n - \sigma_{nn})} \right] + \right. \\ \left. p\sigma_{nn} \left[\alpha_{nn} + \alpha_{nn} (\beta_{nn} T - 1) \frac{x}{T(\sigma_n - \sigma_{nn})} \right] + \frac{1}{T} \left[\frac{x}{p(\sigma_n - \sigma_{nn})} - 1 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\partial \ln z_n}{\partial \ln T} \right] \cdot \left[x - p(\sigma_n - \sigma_{nn}) \right] \right\}, \\ Q = - \frac{N_0 \sigma_n \left\{ c_{p_{nn}} - p\sigma_{nn} \left[\alpha_{nn} + \alpha_{nn} (\beta_{nn} T - 1) \frac{x}{T(\sigma_n - \sigma_{nn})} \right] \right\}}{x + p\sigma_{nn}}. \quad (6)$$

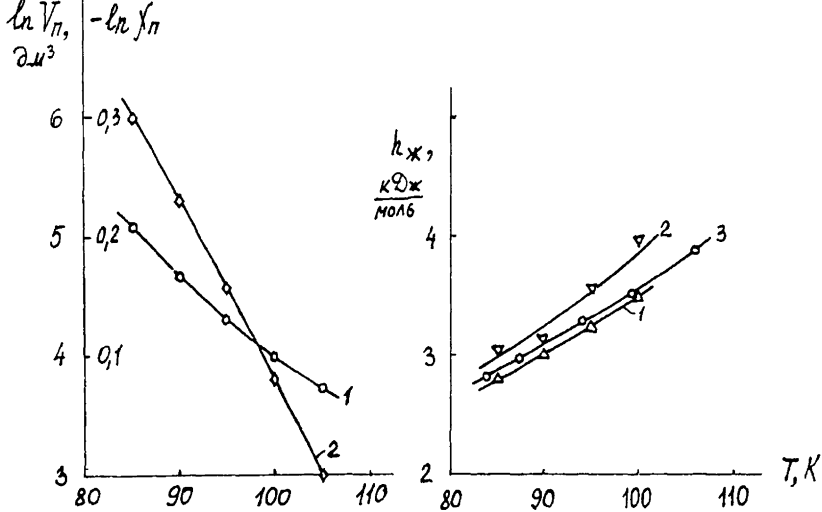


Рис. 1. Зависимость объема несконденсировавшегося пара аргона V_n и его относительной доли X_n от температуры по формулам (7) и (8) при ступенчатом отделении конденсата от пара при его адиабатном расширении через интервалы (ступени) 5 К. Исходное количество насыщенного невлажного пара при температуре 105 К равно 1 кг. 1 - $\ln V_n$, 2 - $\ln X_n$.

Рис. 2. Энтальпия жидкого аргона на кривой равновесия с его паром, отсчитанная от абсолютного нуля. 1 - расчет по формуле (10), 2 - расчет по (11), 3 - справочные данные [3].

Решение уравнения (5) известно:

$$V_{n_i} = \left[V_{n_{0_i}} + \int_{T_{0_i}}^{T_i} Q \exp\left(\int_{T_{0_i}}^T P dT\right) dT \right] \exp\left(-\int_{T_{0_i}}^{T_i} P dT\right), \quad (7)$$

причем $V_{n_{0_i}}$ - объем пара при начальной температуре T_{0_i} ступени (интервала) с номером i , V_{n_i} - объем в конце ступени при T_i , а коэффициент Q определяется через значение N_{0_i} в начале ступени по данным о конденсации пара на предыдущих этапах.

Используя таблицы [1, 3], мы рассчитали по (7) объем пара и коэффициент конденсации $X_{ж}$, или долю неожигенного пара X_n

$$X_{ж} = 1 - V_n / V_n N_0 = 1 - X_n, \quad (8)$$

где N_0 относится к пару в начале первой ступени. Указанные таблицы не позволяют точно найти параметры (4) на кривой

равновесия, так как приходится применять экстраполяцию. Однако при пониженных давлениях можно приближенно полагать α_{nT} и $\rho_{nT} = 1$, а члены, содержащие α_{nT} и ρ_{nT} , считать пренебрежимо малыми. Зависимости (7) и (8) найдены для Ar , N_2 , CH_4 и C_3H_8 . На рис. 1 представлены данные для аргона при исходной температуре 105 К, массе пара 1 кг и ширине ступени 5 К.

Во втором случае конденсат отделяют непрерывно. Теперь закон сохранения имеет вид

$$-h_M dN_M = N_n d\alpha_n + dN_n [r - \rho(\alpha_n - \alpha_M)] + \rho dV_n, \quad (9)$$

так как теплота $\delta Q = d(N_n h_n) - V_n dp$, но теперь N_M и $V_M = 0$.

Преобразуя, получаем два эквивалентных соотношения

$$h_M = r + \rho \alpha_M + \left(c_{p_n} - R + \rho \alpha_n \frac{d \ln V_n}{dT} \right) \frac{dT}{d \ln X_n} - \rho \alpha_n, \quad (10)$$

либо

$$h_M = r + \rho \alpha_M + \frac{c_{p_n} - \frac{r}{T} \cdot \frac{\alpha_n}{\alpha_n - \alpha_M} - R(1 - \alpha_n)}{\left[\frac{r}{\rho(\alpha_n - \alpha_M)} - 1 - \frac{d \ln \alpha_n}{dT} \right] \cdot \frac{1}{T} + \frac{d \ln V_n}{dT}}. \quad (11)$$

Выражения (10) и (11) также справедливы лишь при пониженных давлениях. Подставляя в них полученные выше зависимости для V_n и X_n в логарифмическом виде, как на рис. 1, находим h_M . Точность расчета зависит от погрешности определения производных $d \ln V_n / dT$ и $d \ln X_n / dT$. Зависимости $\ln V_n$ и $\ln X_n$ от температуры слабо отличаются от прямолинейных, а для Ar и N_2 функция $\ln X_n$ является линейной. Это позволяет наряду с выражением (11) использовать и более простое соотношение (10), несмотря на то, что в последнем имеются две рассчитываемые производные по температуре.

На рис. 2 показаны результаты расчета энтальпии для аргона, которые хорошо согласуются с ранее определенными [3]. Вполне удовлетворительными оказываются также результаты для азота в области 85–65 К. Для метана расчет величин V_n и X_n по ступеням 5 К производили в области 110–91 К. Среднее из значений h_M по формулам (10) и (11) совпадает с данными [3] при температуре 95 К, а при 110 К оно на 30 % ниже. Для пропана в интервале 260–190 К наши данные для h_M занижены против действительных в среднем на 25–30 %.

Таким образом, в принципе возможна достаточно надежная оценка энтальпии, либо внутренней энергии жидкости, равновесной с ее паром, при заданных условиях без привлечения данных о свойствах вещества при температурах от 0 до заданной.

- [1] В а р г а ф т и к Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
- [2] К о т о у с о в Л.С. ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 4. С. 648-656.
- [3] D i n F. Thermodynamic functions of gases. London Butterworths. 1956. V. 1. P. 1-175; V. 2, P. 1-201; 1961. V. 3. P. 1-218.

Поступило в Редакцию
17 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

09; 07

© 1990

РАСПРЕДЕЛЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОЛЕБАНИЙ В КВАЗИОПТИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Ю.Ф. Ф и л и п п о в, С.Н. Х а р ь к о в с к и й

Эффекты взаимодействия колебаний исследовались в различных резонансных структурах [1-6]. Эти важные для практических целей явления имеют свои особенности в распределенных системах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. С целью выяснения условий и свойств возникновения обнаруженных в [6] явлений в работе экспериментально и теоретически исследована система квазиоптических диэлектрических резонаторов с распределенной электромагнитной связью.

Структура из двух диэлектрических полудисков 1 и 2 (см. вставку на рисунке) с металлическими зеркалами 3 и 4 имеет прямоугольные отверстия связи 5 и 6. Достаточно большой их радиус ($R \geq 5 \lambda_g$, где λ_g - длина волны в них), расположение и ориентация отверстий связи обеспечивает возбуждение азимутальных волн с фиксированной поляризацией, многократные наложения которых в результате отражения от зеркал образуют резонансы азимутальных колебаний высшего порядка в виде стоячих волн.

На рисунке представлены зависимости резонансных колебаний типа EH_{n11} от зазора $2d_3$ между полудисками радиуса $R \sim 39$ мм, толщиной $h \sim 7.2$ мм, изготовленных из фторопласта-4. Отверстие связи, расположенное асимметрично по высоте структуры, возбуждает один из полудисков. Между ними при сближении устанавливается распределенная связь, под действием которой каждое n -колебание типа EH_{n11} расщепляется на два: симметричное