



Рис. 3. Зависимости изобары объёма v , приходящегося на один атом вещества, от величины заряда Z : МТФ — расчёт методом Томаса — Ферми; МФП — расчёт методом функционала плотности; осциллирующая кривая — экспериментальная.

спектр энергии. Кривая, рассчитанная методом Томаса — Ферми (МТФ), передаёт усреднённый ход $v(Z)$.

На рис. 3 представлена также зависимость $v(Z)$, полученная с помощью одного из простейших вариантов метода функционала плотности (МФП) термодинамич. потенциала. Этот метод наиб. перспективен; он позволяет описать термодинамику сжатой плазмы в широком диапазоне параметров.

Лит.: 1) Ichimaru S., Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids, «Revs Mod. Phys.», 1982, v. 54, № 4, p. 1017; 2) Фортвов В. Е., Якубов И. Т., Неидеальная плазма, М., 1994; 3) Веденов А. А., Термодинамика плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 1, М., 1963, с. 273; 4) Крефт В.-Д., Кремль Д., Эбелинг В., Рётке Г., Квантовая статистика систем заряженных частиц, пер. с англ., М., 1988; 5) Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В., Статистическая модель вещества, «УФН», 1975, т. 117, с. 3.

И. Т. Якубов.
ТЕРМОДИНАМИКА ТОНКИХ ЖИДКИХ ПЛЁНОК — раздел термодинамики, изучающий свойства тонких жидких плёнок и устанавливающий взаимосвязь между расклинивающим давлением и др. термодинамич. параметрами и ф-циями. Подробнее см. *Тонкие жидкие плёнки*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ — число способов W , к-рыми можно реализовать данное макроскопич. состояние физ. системы, *статистический вес* макроскопич. сосгоияния. Поскольку $W > 1$, Т. в. не является вероятностью в обычном смысле. Т. в. связана с *энтропией* соотношением Больцмана $S = k \ln W$. В случае идеальных газов Т. в. легко вычисляется. Величина энтропии и, следовательно, Т. в. зависят от типа статистики, к-рой подчиняются частицы (см. *Больцмана статистика*, *Бозе — Эйнштейна статистика*, *Ферми — Дирака статистика*). Для реальных систем Т. в. можно оценить по величине *статистической суммы* Z , напр. для *канонического распределения Гиббса* $S = -(\partial F / \partial T)_{V, N}$, где F — *Гельмгольца энергия*, V — объём системы, содержащей N частиц. Когда число N велико, Т. в. становится очень большой: $W \approx \exp [N \Phi(\epsilon / N)]$, где ϵ — энергия системы. В *термодинамическом пределе* ($\epsilon \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$, $\epsilon / N = \text{const}$) Т. в. экспоненциально растёт с увеличением N .

Д. Н. Зубарев.
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА — совокупность макроскопич. тел, к-рые могут взаимодействовать между собой и с др. телами (внеш. средой) — обмениваясь с ними энергией и веществом. Т. с. состоит из столь большого числа структурных частиц (атомов, молекул), что её состояние можно характеризовать макроскопич. параметрами: плотностью, давлением, концентрацией веществ, образующих Т. с., и т. д.

Т. с. находится в равновесии (см. *Равновесие термодинамическое*), если параметры системы с течением времени не меняются и в системе нет к.-л. стационарных потоков (теплоты, вещества и др.). Для равновесных Т. с. вводится понятие *температуры* как *параметра состояния*, имеющего одинаковое значение для всех макроскопич. частей системы. Число независимых параметров состояния равно числу *степеней свободы* Т. с., остальные параметры могут быть выражены через независимые с помощью *уравнения состояния*. Свойства равновесных Т. с. изучает *термодинамика равновесных процессов* (термостатика), свойства неравновесных систем — *термодинамика неравновесных процессов*.

В термодинамике рассматривают: *закрытые Т. с.*, не обменивающиеся веществом с др. системами; *открытые системы*, обменивающиеся веществом и энергией с др. системами; *адиабатные Т. с.*, в к-рых отсутствует теплообмен с др. системами; *изолированные Т. с.*, не

обменивающиеся с др. системами ни энергией, ни веществом. Если система не изолирована, то её состояние может изменяться; изменение состояния Т. с. наз. *термодинамическим процессом*. Т. с. может быть физически однородной (*гомогенной системой*) и неоднородной (*гетерогенной системой*), состоящей из нескольких однородных частей с разными физ. свойствами. В результате фазовых и хим. превращений (см. *Фазовый переход*) гомогенная Т. с. может стать гетерогенной и наоборот.

Лит.: Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948; Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1951; Самойлович А. Г., Термодинамика и статистическая физика, 2 изд., М., 1955.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ШКАЛА — см. в ст. *Температурная шкала*.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ (статистическая теория возмущений) — метод приближённого регулярного вычисления свободной энергии (или к.-л. др. термодинамич. величины) физ. системы, аналогичный *возмущений теории* для энергии осн. состояния в квантовой механике. Построение Т. т. в. предполагает возможность разбиения полного *гамильтониана* H данной квантовой физ. системы (или соответственно *гамильтона функции* для классич. системы) на свободный (нулевой) гамильтониан H_0 и гамильтониан взаимодействия λH_1 , где константа связи λ может быть, вообще говоря, не мала. Согласно Т. т. в., свободная энергия F (см. *Гельмгольца энергия*) такой системы может быть представлена в аддитивной форме $F = F_0 + F_1$, где F_0 , по предположению, вычисляется точно, а F_1 имеет вид бесконечного разложения (ряда) по степеням $\beta \lambda$, где $\beta \equiv 1/kT$, T — абс. темп-ра. Очевидно, условия сходимости подобного ряда тем лучше, чем слабее взаимодействие λ и выше темп-ра T , хотя строгие критерии сходимости рядов Т. т. в. в общем случае отсутствуют.

Т. т. в. основана на формальной аналогии между *Шрёдингера уравнением* для волновой ф-ции системы и *Блоха уравнением* для статистич. оператора ρ квантового канонич. (или большого канонич.) распределения Гиббса для той же системы. Ур-ние Блоха $\partial \rho / \partial \beta = -H \rho$ с нач. условием $\rho|_{\beta=0} = 1$ получается из ур-ния Шрёдингера формальной заменой времени t на мнимое время $\hbar \beta / i$. В рамках Т. т. в. решение для ρ , согласно Т. Мапубаре [1], ищется в виде $\rho = \rho_0 S(\beta)$ с нач. условием $S(0) = 1$, где $S(\beta)$ — т. н. температурная S -матрица, имеющая вид, аналогичный *матрице рассеяния* в квантовой механике:

$$S(\beta) = \text{Pexp} \left[- \int_0^\beta \mathcal{H}_1(\beta) d\beta \right]$$

или

$$S(\beta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \beta^n}{n!} \int_0^\beta \dots \int_0^\beta d\beta_1 P \{ \mathcal{H}_1(\beta_1) \dots \mathcal{H}_1(\beta_n) \}, \quad (1)$$

где

$$\mathcal{H}_1(\beta) = \exp(\beta \mathcal{H}_0) \mathcal{H}_1 \exp(-\beta \mathcal{H}_0)$$

— гамильтониан \mathcal{H}_1 в представлении взаимодействия по мнимому времени, P — оператор «хронологич.» упорядочения по мнимому времени ($\beta_1 > \beta_2 > \dots > \beta_n$). Тогда для канонич. (или соответственно большой канонич.) статистич. суммы данной системы $Z = \exp(-\beta F)$ имеем

$$Z = \text{Sp} \rho = \text{Sp} \rho_0 S(\beta) \equiv Z_0 \langle S(\beta) \rangle_0, \quad (2)$$

где введены обозначения $Z_0 = \text{Sp} \rho_0 = \exp(-\beta F_0)$, $\langle \dots \rangle_0 = Z_0^{-1} \text{Sp}(\rho_0 \dots)$ — термодинамич. среднее для свободной (невозмущённой) системы. Вычисление Z существенно упрощается благодаря наличию для $\langle S(\beta) \rangle_0$ теоремы о разложении по т. н. связным средним (*кумулянтам*), приводящей к экспоненциальной ф-ле $\langle S(\beta) \rangle_0 = \exp \langle S(\beta) \rangle_{0,c}$, где c — индекс связности. Тогда, логарифмируя (2), находим, что искомая добавка F_1 к свободной энергии F_0 невозмущённой системы имеет вид:

$$F_1 = F - F_0 = - \frac{1}{\beta} (\ln Z - \ln Z_0) = - \frac{1}{\beta} \langle S(\beta) \rangle_{0,c}. \quad (3)$$