

$$n_e n_i / n_a = (2\sum_i \sum_a) (2\pi m k T / h^2)^{3/2} \exp(-I/kT).$$

Здесь \sum_i и \sum_a — внутр. статистич. суммы иона и атома.

Вследствие дальнего действия кулоновских сил статистич. сумма удлинённого атома есть расходящийся ряд. Напр., для атома водорода

$$\sum_a = \sum_{k=1}^{\infty} 2k^2 \exp(-\epsilon_k/kT),$$

где $\epsilon_k = Ry/k^2$; расходится и второй вириальный коэф., т. к. расходятся интегралы $\int d^3r [1 - \exp(\pm e^2/rkT)]$, но эти расходимости взаимно сокращаются. Корректный учёт взаимодействия исходных электронов и ионов приводит к перенормировке статистич. суммы

$$\sum_a = \sum_{k=1}^{\infty} 2k^2 [\exp(-\epsilon_k/kT) - 1 + \epsilon_k/kT]$$

и к уменьшению энергии ионизации на величину $\Delta I = e^2/r_D$, где радиус экранирования

$$r_D = [4\pi e^2 (n_e + n_i) / kT]^{-1/2}.$$

Такая плазма представляет собой смесь идеальных газов электронов, атомов и ионов. Поправка к свободной энергии идеальной классич. плазмы обусловлена корреляцией заряд. частиц

$$\Delta F_{\text{корр}} = An_e^{3/2} + Bn_e^2 \ln n_e + Cn_e^2 + \dots$$

Первый член описывает длинноволновые дебаевские корреляции $\Delta F_D = -T/12\pi r_D^3$; его учёт приводит к ур-нию состояния в виде *Дальтона закона* (давление идеальных газов равно сумме парциальных давлений) с малой поправкой: $p = T(n_a + 2Tn_e(1 - e^2/3r_D T))$. Второй член в плазме с однократной ионизацией исчезает

Неидеальная классическая плазма. На рис. 2 изображена расчётная зависимость степени ионизации $x = n_e/(n_e + n_a)$ водородной плазмы от плотности и температуры [4]. При

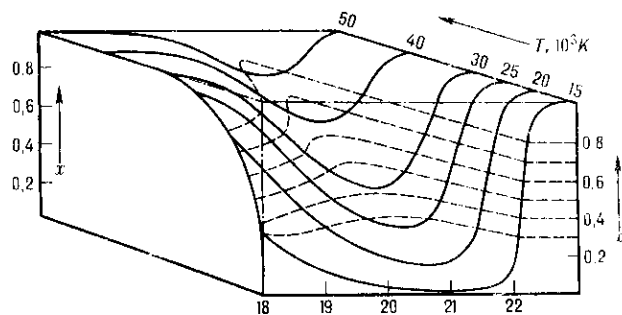


Рис. 2. Зависимость степени ионизации x водородной плазмы от плотности ($\text{г}/\text{см}^3$) и температуры (нитриховые кривые).

малых плотностях ионизация является термической, x уменьшается при сжатии (сплошные кривые слева) и возрастает при нагреве в соответствии с ур-нием Саха. Степень неидеальности характеризуется параметром $\gamma = e^2/kTr_D$. Измерения ур-ния состояния лезвиевых паров, сжатых в подол реваемых ударных трубах, показали, что вплоть до значений γ , близких к единице, термодинамика неидеальной классич. плазмы близка к термодинамике идеальной плазмы.

При высоких плотностях рост степени ионизации вызван сжатием вещества. Это область сильно неидеальной плазмы. Соответствующие ей участки кривых (сплошные в правой части рис. 2) являются ориентировочными. Энергетич. спектр атомов деформируется, поскольку поля ионов экранируются на малых расстояниях. Постепенно радиусом экранирования становится не дебаевский, а среднее межчастичное расстояние r_i .

По мере дальнейшего сжатия исчезают возбуждённые состояния, соответственно понижается граница контину-

ума. Когда радиус экранирования оказывается близким к размеру атома в основном состоянии a_0 , энергетич. щель в спектре закрывается и атомы исчезают. Это условие наз. критерием Мотта для перехода вещества в металлич. состояние (см. *Моттов, эл. диэлектрика*). Измерения электропроводности, выполненные при изобарич. на реве жидких металлов в омических печах, показали, что переход из металлич. состояния в пары металлов (переход Мотта) является не скачкообразным, а довольно плавным (см. *Переход металл — диэлектрик*).

Эксперименты указывают на высокие значения концентрации заряд. частиц в окрестности критич. точек ряда металлов. Возможно, что за конденсацию вещества в этой области ответственно сильное кулоновское взаимодействие.

Вырожденная плазма сильно сжатого вещества. При сильном сжатии электронная компонента вырождается и становится тем более идеальной, чем выше плотность. Все электроны в результате сжатия вещества и снятия электронных оболочек оторваны от ядер и образуют однородный электронный газ. Если ср. расстояние r_{cp} между частицами этого газа меньше радиуса оболочки $r_{cp} < a_0/Z$, то параметр неидеальности по взаимодействию электронов с ядрами имеет вид

$$\gamma = Zc^2 n_e^{1/3} / \epsilon_F < 1,$$

где ϵ_F — энергия Ферми. Система положительно заряженных ядер, ещё очень далёкая от вырождения, сильно пенде- дна и образует упорядоченную решётку. Соответственно этому давление даётся выражением

$$p = \frac{1}{5} (3\pi^2)^{2/3} \frac{h^2}{m} n_e^{5/3} - \frac{2}{3} Zc^2 n_e^{2/3},$$

где $c = 1/n$ — постоянная Маделунга, зависящая от конкретной структуры решётки. Так, напр., для вишеровских ячеек (см. *Вишеровский кристалл*) $c = 0.9(4\pi/3)^{1/3}$. Плазма сильно сжатого вещества (т. е. при высоких давлениях) может считаться холодной вплоть до чрезвычайно высоких темп. p (см. рис. 1, 2 к ст. *Низкотемпературная плазма*). Т. е., при экстремально высоких давлениях свойства вещества универсализуются — ат. номер входит в виде комбинации $pZ^{-10/3}, n_e Z^{-2}, TZ^{-2/3}$. Такие условия реализуются, напр., в недрах звёзд.

С уменьшением плотности возникают новые эффекты. При не очень высоких темп-рах основными из них являются обменные и квантовые, к-рые в случае слабой неоднородности дают поправку к давлению

$$\Delta p = - (3\pi^2)^{1/3} (4\pi)^{-1} (1 + 2/3) e^2 n_e^{2/3}.$$

Диапазон плотностей, в к-ром выполняются неравенства $a_0^3 \ll n_e \ll Z^2 a_0^3$, достаточно широк для плазмы гажё- тых элементов ($Z \gg 1$). На своей ниж. границе он соответствует давлению $p = c^2 a_0^{-4} = 300$ Мбар. Давления, близкие к 100 Мбар, зафиксированы экспериментально за ударными волнами, порождаемыми мощными взрывами. В этих условиях пространственное распределение электронов становится неоднородным, поскольку они притягиваются к ядрам. Существенно, что каждое ядро экранируется своими Z электронами, и плазма разбивается на совокупность независимых ячеек.

В гафом ячейочном приближении слабонеоднородная плазма описывается *Томаса — Ферми методом*. Ур-ние Томаса — Ферми, решаемое в конечном объёме ячейки $(4\pi/3)r_i^3$, описывает атом в сжатом состоянии. При этом сохраняется автомодельность по Z . В области низких давлений метод Томаса — Ферми, даже с учётом обменных, квантовых и корреляц. эффектов, даёт только качественное описание усреднённых характеристик, к-рые измеряются при изотропич. расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого и разогретого во фронте ударной волны. На рис. 3 представлена изобара объёма v , приходящаяся на один атом вещества [5]. Кривая, проведённая по эксперим. точкам, отражает осцилляции, вызванные обменными эффектами, обусловленными дискретным