

с вырожденными электронами и классич. ионами (здесь размещаются и жидкометаллич. состояния); IV — плазма, в к-рой вырожденные электроны взаимодействуют слабо, а классич. ионы — сильно (плазма, создаваемая при взрывном сжатии).

Квантовые эффекты могут играть важную роль и в невырожденной плазме. Если классич. расстояние макс. приближения Ze^2/kT меньше длины волны де Бройля Λ_e , то представление о нём теряет смысл и в выражении кулоновского логарифма Z^2/kT заменяется на $\Lambda_e: L = \ln(r_D/\Lambda_e)$. Из неравенства $Z^2/kT \ll \Lambda_e$ можно получить неравенство $Z^2R \ll kT$, где R — энергия ионизации атома водорода (Ридберга постоянная). Последнее неравенство означает, что плазма полностью ионизована (рис. 1, область V).

В области I энергия связанного состояния превышает тепловую энергию свободных частиц, что означает присутствие в плазме атомов. Частично ионизов. плазма имеет в своём составе атомы, молекулы, свободные электроны и ионы. Параметры атомов разных веществ (размеры, поляризуемость, энергия ионизации) отличаются очень сильно. Если поляризуемость атомов α велика ($\gamma_{Cs\alpha} = 400a_0^3$), то достаточно велик ср. потенциал ϕ , создаваемый поляризов. атомами, так что

$$\gamma_{ia} = e\phi/kT = 2\pi a e^2 n_a / kT r_a > 1.$$

Следовательно, взаимодействие ионов с атомами оказывается сильным и плазма является Н. п. (Здесь r_a — размер атома, n_a — концентрация атомов.) На диаграмме плотность — темп-ра (рис. 2) приведены разл. типы плазмы паров цезия в зависимости от темп-ры T и плотности n ($n = n_a + n_i$, n_i — концентрация ионов). Область сильного взаимодействия заряж. частиц с нейтральными примыкает к двухфазной области (заштрихована). В результате притяжения заряд — нейтрал зарядовый

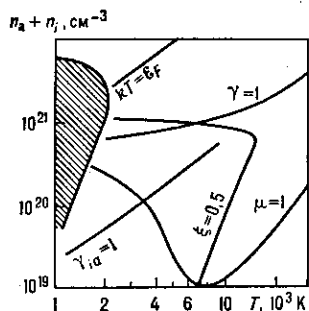


Рис. 2. Неидеальная плазма паров Cs при различных значениях температуры и плотности.

состав может стать многокомпонентным, возникают молекулярные положит. и отрицат. ионы, а также более тяжёлые образования — кластерные ионы. Область кулоновской неидеальности ($\mu \geq 1$), прилегающая при низких темп-рах к конденсиров. состояниям, распространяется с ростом темп-ры в сторону высоких плотностей. Кривая $\xi = 0,5$ условно отделяет частично ионизованную плазму от полностью ионизованной, $\xi = n_e (n_i + n_a)^{-1}$ — степень ионизации. Две ветви этой кривой соответствуют термической ионизации (нижняя) и ионизации сжатием (верхняя).

Н. п. в природе, технике и лабораторных условиях. Неидеальной является плазма в жидких металлах, полупроводниках, электролитах (ЭЛТ, рис. 1), в глубинных слоях Солнца и планет-гигантов Солнечной системы, плазма белых карликов. Неидеальной является плазма рабочих тел в магнетогидродинамических генераторах на парах щелочных металлов (МГД), ракетных двигателях с газофазным ядерным реактором (ЯЭУ); плазма, возникающая в установках по исследованию термоядерного синтеза путём лазерного, электронного и взрывного обжатия мишени (см. Лазерный термоядерный синтез, Инерциальное удержание). Н. п. возникает за сильными ударными волнами при взрывах или при высокоскоростном ударе. В установках плазменной технологии неидеальная плазма возникает при импульсных электрических разрядах.

В лаб. условиях слабоидеальная плазма образуется в электрич. разрядах в газе при высоких давлениях. Генерация сильнонеидеальной плазмы требует спец. методов. Нагрев исследуемого вещества в ампулах под высоким давлением в печах создаёт однородную плазму, к-рую можно надёжно диагностировать. Этот метод ограничен темп-рами до 3000 К из-за разрушения материала конструкции. Методы, использующие импульсный джоулев нагрев, позволяют достичь высоких темп-р, однако возникающая при этом плазма обычно неоднородна. Динамич. методы основаны на кумуляции энергии на фронте ударных волн или при адиабатич. сжатии. Динамич. методами были получены наиб. высокие концентрации энергии — давления в сотни тыс. атмосфер и темп-ры до 10^6 К. Трудность этих методов — в необходимости высокого временного разрешения диагностич. устройств.

Свойства Н. п. Энергия ионизации атома в плазме ниже энергии ионизации I удивлённого атома. В сильноионизов. плазме это снижение ΔI обусловлено дебаевским экранированием $\Delta I = e^2/r_D$. В слабоионизов. плазме ΔI обусловлено поляризацией соседних атомов $\Delta I = 2\pi a e^2 n_a / r_a$. Поскольку ΔI пропорц. плотности атомов, ур-ние Саха, определяющее степень ионизации ξ плазмы, записанное с учётом ΔI , обнаруживает тенденцию экспоненциального роста ξ , а следовательно, и n_e при очень сильном увеличении плотности (сжатии), $n_e \sim \exp[-(I - \Delta I)/2kT]$. Сильные изменения n_e при изменении давления фиксируются при измерении коэф. электропроводности плазмы. Напр., на рис. 3 представлены зависимости электропроводности σ паров Cs от темп-ры при разных давлениях. Штриховой линией показана σ на границе двухфазных состояний. При темп-рах, близких к критич. темп-ре конденсации T_c , электропроводность резко возрастает, приближаясь к электропроводности металлов, и в конечном счёте плазма металлизировается.

Электропроводность в слабоионизов. плазме насыщенных паров металлов аномально велика по сравнению с электропроводностью идеальной плазмы. Это является следствием сдвига ионизационного равновесия в сторону увеличения концентрации электронов, обусловленного кластеризацией ионов. Ионные кластеры Cs_k^+ ($k \gg 1$ — число атомов в кластере) возникают в результате сильного поляризац. притяжения атомов к иону. При высокой электропроводности сжимаемость плазмы близка к сжимаемости газа, что позволяет раогонять и затормаживать потоки плазмы.

При высоких темп-рах плазма сильно ионизуется. Изобары σ (рис. 3) сближаются, как это происходит и в идеальной плазме, где $\sigma \sim e^2 T^{3/2} m^{-1/2} L$. Корректного выражения для σ в этой области теория сильно Н. п. не даёт.

Влияние слабой неидеальности на излучение плазмы в оптич. диапазоне проявляется в сдвиге и уширении спектральных линий и в смещении порогов фотоионизации на величину ΔI . Линии, примыкающие к порогам, преобразуются в сплошной спектр. При очень высоких плотностях плазмы происходит перестройка её энергетич. спектра и оптич. прозрачность плазмы уменьшается. Это наблюдается, напр., в экспериментах с плазмой ртути. По мере металлизации (возникающей при высоких плотностях при сжатии) уменьшается энергетич. щель $(I - \Delta I)$, переходы внутри к-рой

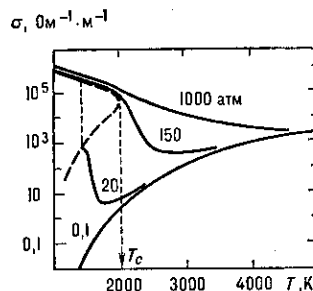


Рис. 3. Зависимость электропроводности неидеальной плазмы Cs от температуры при разных давлениях.