

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.9

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. А. Алексеев, В. Е. Фортков, И. Т. Якубов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	193
2. Термодинамические свойства	194
3. Электропроводность и термо-э. д. с. слабоионизированной плазмы	200
4. Электропроводность плазмы с развитой ионизацией	206
5. Оптические свойства	208
6. Динамика неидеальной плазмы и устойчивость во внешних полях	212
7. Заключение	219
Цитированная литература	219

1. ВВЕДЕНИЕ

Последнее десятилетие характеризуется резко возросшим интересом к плазме высокого давления, сжатой настолько сильно, что в ней существенны эффекты межчастичного взаимодействия. С использованием неидеальной плазмы связывается реализация современных импульсных термоядерных ¹ и ядерных ² энергетических проектов, разработка мощных магнитогидродинамических генераторов ³, термоэлектрических преобразователей энергии ⁴ и других устройств новой техники и технологии. Возникновение неидеальности обусловлено высокой концентрацией энергии в плазме, например, при прохождении сильных ударных волн ⁵, при воздействии на вещество лазерных, электронных, ионных и нейтронных пучков ^{6, 7}, в мощных импульсных электрических разрядах и в других условиях. В настоящее время в лабораторных условиях достигаются давления в десятки-сотни миллионов атмосфер. Для расчета последствий таких локальных концентраций энергии остро необходимы сведения о термодинамических и транспортных свойствах плотной плазмы в широком диапазоне параметров неидеальности и вырождения.

Свойства плазмы высокого давления традиционно привлекали внимание физиков самых различных специальностей ⁵⁻¹⁴. Речь идет о поведении вещества в широкой и крайне трудной для теории и эксперимента области параметров, простирающейся от плотного пара и жидкости вплоть до экзотически высоких плотностей, давлений и температур, включая кривые высокотемпературного кипения, области перехода металл — диэлектрик, области, в которых ожидаются гипотетические плазменные фазовые переходы. В последнее время в результате интенсивных экспериментальных и теоретических исследований на смену большому числу эвристических представлений пришло более определенное понимание физических процессов в плотной плазме, составившее основу для построения ее моделей.

Обнаруженные на опыте аномалии свойств неидеальной плазмы обусловлены весьма радикальными изменениями коллективного состояния ее частиц — возникновением тяжелых электронных и ионных кластеров, столкновительных комплексов, сжатием атомов и ионов и обусловленной этим радикальной перестройкой дискретного спектра. Сейчас уже можно подвести некоторые итоги проведенной работы, а с другой стороны, наметить пути дальнейших исследований. Этому посвящен данный обзор.

2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Неидеальная плазма занимает чрезвычайно широкую область фазовой диаграммы вещества (рис. 1). Она ограничена со стороны малых плотностей условиями равенства энергии взаимодействия и кинетической энергии, определяемой температурой $\beta = T^{-1}$:

$$\gamma = e^2 n_e^{1/3} \beta = 1,$$

$$\Gamma = e^2 r_D^{-1} \beta = \sqrt{8\pi} \gamma^{3/2} = 1,$$

$$\gamma_{ae} = \frac{2\pi\alpha e^2 n \beta}{R} = 1.$$

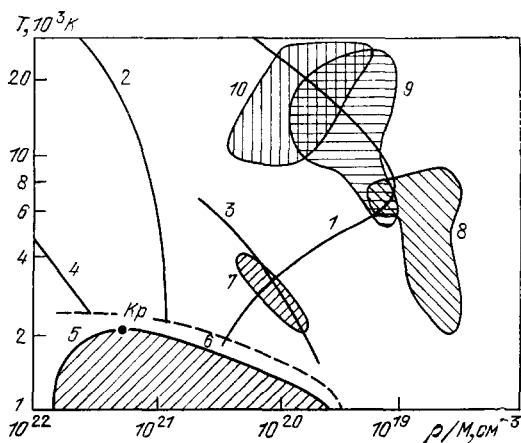


Рис. 1. Фазовая диаграмма цезия.

1 — $\Gamma = 1$; 2 — $\gamma = 1$; 3 — $\gamma_{ae} = 1$; 4 — $n_e \lambda_e^3 = 1$; 5, 6 — область статических экспериментов ^{11, 14, 16}; 7 — адиабатическое сжатие ^{16, 17, 22}; 8, 9 — сжатие падающей и отраженной ударными волнами ^{18, 19}; 10 — изобарический омический нагрев ^{20, 21}.

$= e^2 n_e^{1/3} \epsilon_F^{-1}$, где $\epsilon_F = \hbar^2 n_e^{2/3} / 2m_e$ — энергия Ферми. В слабоионизованной плазме (низкие T) существенно взаимодействие заряд — нейтрал, в сильноионизованной — кулоновское взаимодействие. Вблизи кривой кипения металлов, $\rho \geq \rho_c$, на плазменные взаимодействия накладываются взаимодействия между нейтральными частицами.

Экспериментальные исследования неидеальной плазмы требуют высоких локальных концентраций энергии в плотных средах. Давления и температуры при этом значительно превосходят термостойкие пределы конструкционных материалов, а привычные методы плазменной диагностики оказываются здесь непригодными. Эти трудности удалось преодолеть лишь в самое последнее время. На рис. 1 показаны области, в которых были экспериментально исследованы термодинамические свойства цезиевой плазмы.

Ввиду низкого потенциала ионизации цезия (3,89 эВ) неидеальная цезиевая плазма исследована сейчас наиболее подробно как статическими, так и динамическими методами. В статических экспериментах ^{11, 14, 16} получены $p - V - T$ -данные при $T \leq 2500$ К, найдены кривые сосуществования фаз и параметры критической точки. Кроме того, в области жидкой фазы при $T \leq 2000$ К проведены измерения теплоемкостей C_p и C_v ¹⁵ в диапазоне плотностей $1,4 \text{ г/см}^3 > \rho > 0,8 \text{ г/см}^3$, приближающихся

Параметры неидеальности γ и Γ характеризуют взаимодействие между зарядами, n_e — концентрация электронов, r_D — радиус Дебая. Параметр γ_{ae} описывает взаимодействие заряженных частиц с нейтральными, α — атомная поляризуемость, n — концентрация атомов, R — характерный радиус атома. Со стороны высоких плотностей область неидеальности ограничена для вырожденных электронов условием $\gamma =$

к критической плотности цезия $\rho_c = 0,4 \text{ г/см}^3$. В доступном для статических методов диапазоне параметров существенным является взаимодействие зарядов с нейтралами.

Для получения плазмы с развитой ионизацией и сильным кулоновским взаимодействием необходимы более высокие сверхкритические температуры, для достижения которых применяются методы ударного^{18, 19} и адиабатического^{16, 17} сжатия, а также изобарический омический нагрев вещества в стеклянных капиллярах²¹ и в атмосфере инертных газов²⁰. Импульсные методы^{18, 19} позволили существенно продвинуться вверх по шкале температуры, подняв ее до $T = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ и получив таким образом двукратно ионизованную плазму с параметром кулоновской неидеальности $\Gamma \approx 3$.

В термодинамике неидеальной плазмы весьма важным является вопрос о ее фазовой стабильности. В литературе многократно высказывались предположения об экзотических фазовых переходах, вызванных сильным кулоновским взаимодействием в вырожденных²³⁻²⁵ и бозе-мановских^{26, 27} системах, в слабоионизованной плазме при металлизации плотных металлических паров²⁹, а также в результате ее кластеризации²⁸. Связь аномалий в диэлектрической проницаемости неидеальной плазмы с ее устойчивостью (генерация волн спиновой и зарядовой плотности, образования обычного и когерентного кристаллов) проанализированы в обстоятельных обзорах^{30, 31}.

Анализ полученных в настоящее время $p - V - T$ -данных по цезию^{11, 18, 19} и ртути³² и, в особенности, результатов измерений теплоемкости¹⁵ вполне определенно указывает на отсутствие каких-либо специфических фазовых аномалий, отличных от кипения.

Вместе с тем, сама высокотемпературная часть области фазового перехода пар — жидкость в значительной степени определяется сильным плазменным взаимодействием, так как согласно оценкам^{12, 28} в окрестности критической точки плазма цезия и ртути неидеальна: $\gamma, \gamma_{ae} \geq 1$. Этот вывод носит, по-видимому, общий характер и применим ко всем металлам³³, так как ввиду большой энергии связи критические температуры металлов являются чрезвычайно высокими и сравнимыми с соответствующими потенциалами ионизации, которые, в свою очередь, понижены ввиду сильного взаимодействия в плотной плазме. Поэтому высокотемпературное кипение металлов соответствует переходу непосредственно в плотную плазменную фазу, минуя, в отличие от обычных диэлектрических жидкостей, область нейтрального пара.

Об отсутствии экзотических фазовых аномалий в жидкометаллической области состояний свидетельствуют также результаты фиксации изэнтроп разгрузки ударно-сжатых металлов³⁴ и данные, полученные при изобарическом омическом нагреве³⁵ (рис. 2). Особенно показательными являются детальные измерения статического структурного фактора $S(Q)$ жидкого рубидия³⁶, выполненные методом нейтронной дифракции (рис. 3). Видно, что по мере нагрева и расширения металла происходит потеря ближнего порядка и осуществляется непрерывный переход к неупорядоченному газообразному состоянию. Любопытно, что эти структурные свойства

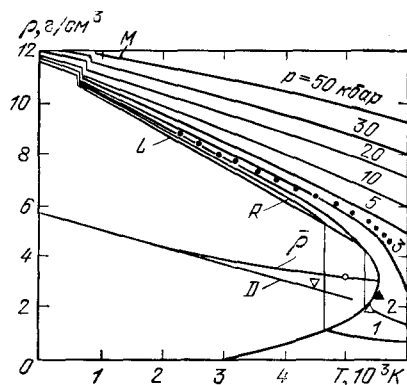


Рис. 2. Кривая кипения меди³⁴. Крестики — данные электровзрывных измерений³⁵, кривые — расчет полиширодиапазонному уравнению состояния из³⁶.

потенциала $\Phi_{ei}(0)$:

$$n \int (F_+ - F_-) dr = 1, \quad (5)$$

$$n \int (F_+ - F_-) \frac{r^2}{r_D^2} dr = 3, \quad (6)$$

$$-\psi_0 \approx \ln F_+ \approx (\Phi_{ei} - \Delta\mu_e - \Delta\mu_i) T^{-1}. \quad (7)$$

Поправки к термодинамическим функциям для (3), (4) вычисляются затем стандартным образом⁴¹ и содержат единственный полуэмпирический параметр модели — глубину псевдопотенциала $\Phi_{ei}(0)$. Сопоставление с результатами измерений в цезии показало, что глубина псевдопотенциала (3)

$$\Phi_{ei}(0) = T \quad (8)$$

т. е. близка к энергии, разделяющей электроны на свободные и связанные. Существенно, что такой выбор является достаточно универсальным, так как позволяет описать также эксперименты по ударному сжатию сильно-неидеальной плазмы аргона и ксенона^{41, 43}.

Псевдопотенциальная модель Монте-Карло¹³ основана на машинном вычислении средних термодинамических величин для заданного потенциала межчастичного взаимодействия. Для системы точечных заряженных частиц, расположенных на фоне равномерно распределенного компенсирующего заряда противоположного знака, выполнены исчерпывающие машинные расчеты и детально изучены термодинамические структурные и транспортные свойства во всем диапазоне параметров неидеальности (см. ^{27, 28, 44, 45} и содержащиеся там ссылки).

В реальной многокомпонентной плазме принципиально существенными являются квантовые эффекты, обеспечивающие стабильность кулоновской системы и приводящие к образованию связанных состояний. Наиболее полный учет парных квантовых эффектов был выполнен в¹³. Псевдопотенциал электрон-ионного взаимодействия определялся условием равенства квантовомеханической плотности вероятности классической корреляционной функции (со специальным выделением вклада дискретного спектра). Ввиду того, что такая процедура требует привлечения электронных волновых функций (которые для неидеальной плазмы заранее не известны), конкретные расчеты были выполнены с модельным псевдопотенциалом вида

$$\Phi_{ei}(r, T) = -\frac{e^2}{r}, \quad r > \sigma; \quad \Phi_{ei}(T) = -\varepsilon T \quad r \leq \sigma, \quad \sigma = \frac{e^2}{\varepsilon T}. \quad (9)$$

Численный параметр $\varepsilon \approx 2$ был выбран с привлечением экспериментальных данных. Глубина ямы $\Phi_{ei}(0, T)$ при этом оказалась заметно большей, чем в модели (3, 4).

Применимость псевдопотенциальных моделей ограничена необходимостью знания энергетического спектра связанных состояний. В плотной плазме дискретный спектр может быть сильно искажен в результате сильного взаимодействия и заранее неизвестен. Такие условия были реализованы при взрывном сжатии аргона и ксенона (рис. 5)^{41, 43, 46, 47}. Были достигнуты экстремально высокие разогревы (до $8 \cdot 10^4$ K) и давления (до 100 кбар), соответствующие закритическим плотностям $\rho \approx 2 - 3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. В этих условиях сильное межчастичное взаимодействие оказывает влияние не только на свободные электроны ($\Gamma \approx 5$), но и на связанные в ионах и атомах состояния электронов. Среднее межчастичное расстояние в сжатой плазме оказывается сопоставимым с характерным размером тяжелых частиц. Учет межчастичного отталкивания в рамках вириального

уравнения ⁵² улучшил согласие псевдопотенциальной модели с результатами измерений. При этом, однако, стала ясной необходимость корректного учета вклада состояний дискретного спектра. В ⁴¹ такой учет осуществлен в рамках модели «ограниченного» атома, описывающей влияние среды на связанные электроны через эффективный потенциал:

$$\Phi_{el}(r) = -z_1 \frac{e^2}{r}, \quad r < r_e; \quad \Phi_{el}(r) = \infty, \quad r \geq r_c. \quad (10)$$

Для нахождения собственных функций и энергий возбуждения используется один из вариантов метода Хартри — Фока, основанного на

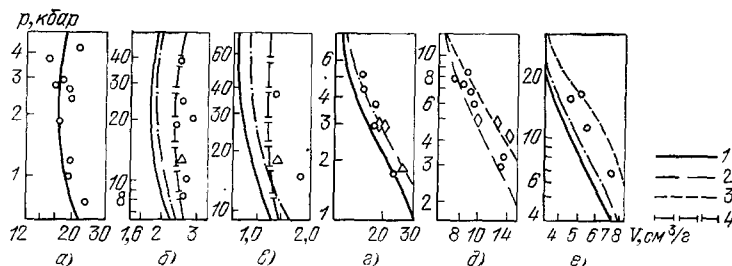


Рис. 5. Ударные адиабаты неидеальной плазмы ксенона (p_0 (бар) = 1 (а), 10 (б) и 20 (в)) и аргона (p_0 (бар) = 1 (г), 5 (д) и 20 (е)).

1 — кольцевое дебаевское приближение ³⁹; 2 — дополнительный учет отталкивания атомов в рамках второго вириального коэффициента ⁵²; 3 — модель «ограниченного» атома (10), (11) ⁴¹; 4 — псевдопотенциальная модель (3)–(7) ⁴¹.

численном решении уравнений Шрёдингера для радиальной части электронной волновой функции. Это решение определяет энергетический спектр сжатого атома в зависимости от степени сжатия, характеризуемой параметром r_c . Результаты этих расчетов использовались далее при определении термодинамических свойств плазмы. Равновесное значение r_c , соответствующее заданным V и T , определяется из вариационного принципа

$$\left(\frac{\partial F}{\partial r_c} \right)_{V, T} = 0. \quad (11)$$

В выражение для свободной энергии F включены поправки на кулоновское взаимодействие свободных зарядов и межчастичное отталкивание в приближении твердых сфер ^{48, 37}

$$\Delta F_s = NT(3y - 4)(y - 1)^{-2}y, \quad y = (4\pi/3)Nr_c^3. \quad (12)$$

Модель ограниченного атома удовлетворительно описывает наблюдаемое в экспериментах увеличение давления неидеальной плазмы (см. рис. 5). Заметим, что модели, игнорирующие искажение дискретного спектра, указывают на уменьшение давления плазмы ввиду ее поляризационного сжатия. В гл. 4 модель ограниченного атома будет использоваться для интерпретации оптических измерений.

Дальнейшее продвижение в область более высоких плотностей и давлений ($p \sim$ Мбар) связано с использованием новых для физики плазмы экспериментальных методов. В ^{34, 49, 50} термодинамические свойства исследовались при наблюдении адиабатического расширения металлических образцов, предварительно сжатых мощными ударными волнами. Такие измерения дают уникальную возможность проследить поведение вещества от конденсированного состояния ($p \sim$ Мбар), где ионы сильно разупорядочены, а электроны вырождены вплоть до почти идеальной бозе-мавновской плазмы, включая кривые высокотемпературного плавления

При больших T (см. рис. 8) основным эффектом в плотной плазме является снижение потенциала ионизации. Полагая $\sigma \sim n_e$, т. е. считая, что подвижность меняется мало, можно записать^{58, 59}

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- (I - \Delta I) \frac{\beta}{2} \right], \quad \Delta I = \Delta I_1 + \Delta I_e; \quad (16)$$

здесь σ_0 — константа, ΔI — снижение потенциала ионизации, вызванное взаимодействиями ионов и электронов с атомами: $\Delta I_1 = 1,61 \cdot 4\pi T n (\alpha e^2 \beta / 2)^{3/4}$ ³⁹, $\Delta I_e = -2\pi \hbar^2 L n / m$ — оптическое приближение, L — длина рассеяния

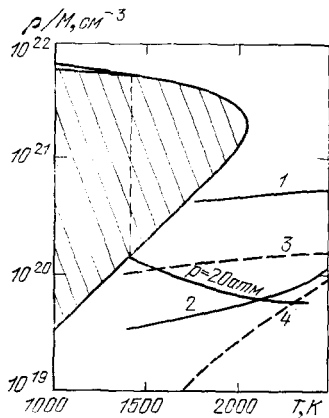


Рис. 8. Диаграмма плотность — температура Cs¹².

Кривые: 4 — $\Delta I_e = T$; 3 — $\Delta I_i = T$; 2 — $n^- = n_e$; 1 — $n_3^+ = n^+$; 5 — изобара $p = 2$ бар.

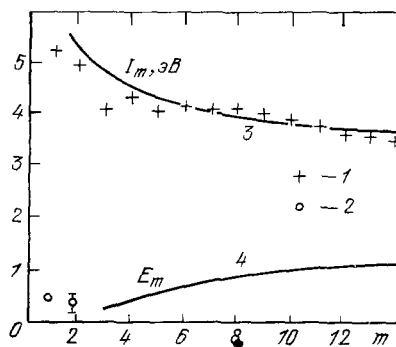


Рис. 9. I_m и E_m комплекса Na_m (эВ)³⁷.

1 — эксперимент⁷⁸; 2 — Na⁻ и Na₂⁻; 3, 4 — расчет.

электрона на атоме. Поскольку $\Delta I \sim n$, то при $n > n^*$ проводимость экспоненциально возрастает с ростом n . По оценкам⁵⁸, в Cs $n^* \approx 10^{20}$ см⁻³, что согласуется с экспериментом.

При низких температурах неидеальность связана с кластеризацией заряженных частиц^{28, 12}. Уже в слабонеидеальной плазме по мере уменьшения T вдоль изобары $p = 20$ бар происходит утяжеление преобладающего иона. При $T < 1650$ К $n^+ < n_2^+ < n_3^+$, т. е. основным ионом становится Cs₃⁺⁶⁰. При понижении T возникают Cs_m⁺, $m \gg 1$. При этом в щелочных плазмах число отрицательно заряженных кластеров Cs_m⁻ сравнительно невелико. Их энергия связи значительно меньше энергий связи положительно заряженных кластеров (рис. 9). Поэтому разность $(n_m^+ - n_m^-)$ увеличивается при приближении к линии насыщения, а концентрация электронов, следовательно, возрастает, $n_e = n_m^+ - n_m^-$ *).

действиями атом — атом и электрон — атом, что число частиц в кластере $m = n \int d r [\exp(-\beta V_1(r)) - 1]$, где $V_1(r)$ — энергия взаимодействия ион — атом (более сложные выражения см. в ¹², ⁶⁴). Свободная энергия плазмы понижается, $\Delta F_1 = -Tmn^+$, что приводит к уравнению ионизационного равновесия

$$n_e^+ = n\lambda_e^{-3} \exp(-\beta I + m). \quad (17)$$

Полагая, что $\sigma \sim n_e$, получаем

$$\sigma \approx \sigma_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \beta I + \frac{1}{2} n v_0 \exp(g\beta) \right], \quad (18)$$

где g и v_0 — глубина и сфера действия потенциала $V_1(r)$. Величина g , по-видимому, близка к энергии D_2^+ диссоциации иона A_2^+ . Зависимость (18) качественно описывает ход $\sigma(\bar{P}, T)$, рис. 6. Изобара $\sigma(T)$ имеет минимум

$$T_{\min} \approx \frac{g}{\ln(I/gnv_0)}. \quad (19)$$

При $T < T_{\min}$ проводимость возрастает при уменьшении T благодаря возрастанию числа кластеров. При $T > T_{\min}$ кластеры диссоциируют при нагреве, и $(d\sigma/dT)_p > 0$, как в идеальной плазме.

Величина v_0 может быть извлечена из результатов измерения температурного коэффициента проводимости. На рис. 10 показана зависимость от плотности температурного коэффициента проводимости ртути, $\Delta E = -2d \ln \sigma / d\beta$, полученного при обработке результатов измерений σ при $T = 1,025 T_c$ ⁶⁶, ⁶⁷. «Энергетическая щель» $\Delta E(\rho)$ при $\rho \rightarrow 0$ равна потенциалу ионизации атома, при сжатии вещества она уменьшается и исчезает при $\rho \approx \rho_c$ *). Используя это условие и формулу (18), выражение для T_{\min} можно переписать:

$$T_{\min}^{-1} = T_c^{-1} + g^{-1} \ln \frac{\rho_c}{\rho}. \quad (20)$$

При $p = 160$ бар это дает $T_{\min} = 2300$ К, при $p = 20$ бар $T_{\min} = 1400$ К, что удовлетворительно соответствует опыту. Большие значения «снижения» потенциала ионизации в (18) позволяют описать аномально высокую проводимость в парах металлов.

Приведенные формулы дают качественное описание кластерных явлений. Более корректные модели развиты в ⁶⁹⁻⁷¹, ⁵⁷. В ⁷⁰ при расчете числа атомов в ионном кластере во втором вириальном коэффициенте взаимодействия ион — атом удерживались только связанные состояния, дающие, по-видимому, основной вклад. Тогда

$$m = n\lambda^3 \frac{T^2}{2B\omega} e^{g/T}, \quad (21)$$

где λ — тепловая длина волны, $\lambda = \sqrt{4\pi\hbar^2/MT}$, B — вращательная постоянная иона A_2^+ , ω — его колебательный квант, g — энергия связи атома в ионе, близкая одновременно к D_2^+ и к q — теплоте испарения на один атом.

*) Обратим внимание на интересную особенность: при $\rho > \rho_c$ в ртути щель «открывается» и закрывается при металлических плоскостях. Эта аномалия имеет место при $p \approx p_c$, но уже при $p \gtrsim 2p_c$ она исчезает ⁶⁴.

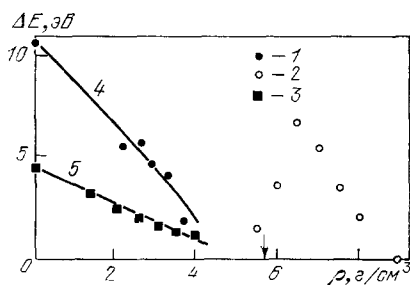


Рис. 10. «Транспортная щель» ΔE — 4 и «оптическая щель» $\Delta E_{\text{opt}} = 5$ в Hg ($T \approx 1850$ К).
Эксперимент: ⁶⁶(1), ⁶⁷(2), ⁶⁸(3).

В ⁶⁹, ⁷², ⁷³ для расчета свойств неидеальной плазмы был разработан метод молекулярной динамики — машинного моделирования движения квазиклассического электрона в поле рассеивателей, и было проведено вычисление электропроводности и термо-э.д.с. для плазмы Hg и Cs. Наиболее полную информацию о динамике электрона содержит автокоррелятор скорости $\varphi(t) = \langle v(0) v(t) \rangle / \langle v^2(0) \rangle$. Из рис. 11 следует, что электроны положительных энергий свободны, поскольку $\varphi(t)$ затухает монотонно. С уменьшением ε появляется минимум ($\varphi < 0$), поскольку

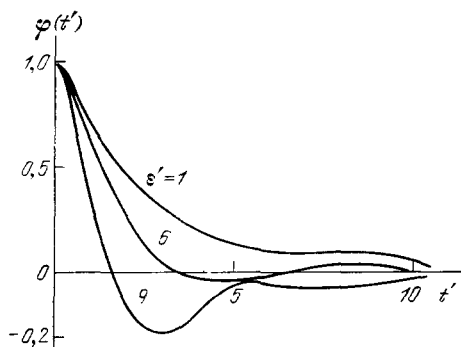


Рис. 11. Автокоррелятор $\varphi(t')$ в Hg. $n = 4,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, t' и $E = \varepsilon/g$ — безразмерные время и энергия ⁷².

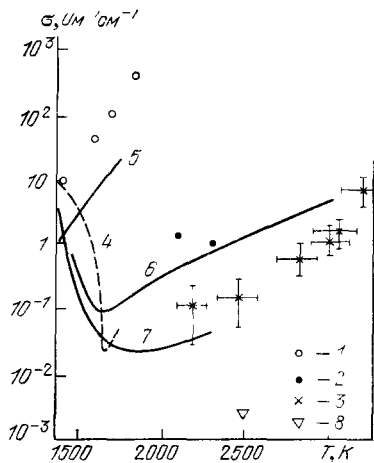


Рис. 12. Электропроводность цезиевых паров на изобаре 20 бар. Экспериментальные данные: ⁸⁵(2), ²²(3), ⁸⁴(4), ²¹(8); результаты расчета: ⁶⁹(6), ⁷⁰(7). Электропроводность насыщенного пара цезия: эксперимент ⁸⁸(1), расчет ⁷¹(5).

электрон не сразу находит путь следования в сложном потенциальном поле, создаваемом атомами. Тем не менее, время автокорреляции $\tau = \int_0^\infty \varphi(t) dt$ не равно нулю. Эти электроны еще являются электронами проводимости. Электроны больших по абсолютным величинам, но отрицательных энергий локализованы в кластерах ($\tau = 0$) и вклада в статическую проводимость не дают.

На линии насыщенных паров число частиц в кластере наиболее велико, и кластер можно рассматривать как каплю жидкого металла, стабилизированную ионом ⁷¹. В самом деле, результаты измерений ⁷⁶ свидетельствуют, что потенциал ионизации I_m комплекса Na_m и энергия сродства электрона к нему E_m близки к работам выхода электрона из нейтральной и отрицательно заряженной жидкометаллических капель. А именно,

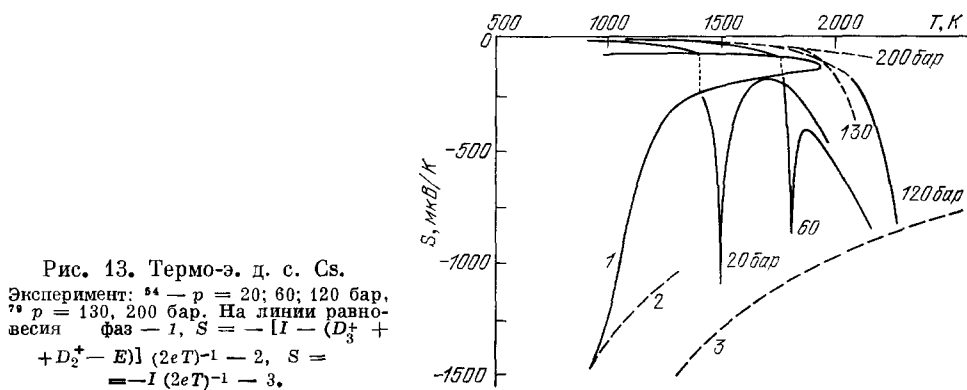
$$I(R) = I(\infty) + \frac{e^2}{2R}, \quad E(R) = E(\infty) - \frac{e^2}{2R}, \quad (22)$$

где R — радиус капли, определяемый величиной m и плотностью жидкости n_L , $m = (4\pi/3) n_L R^3$, $I(\infty) = E(\infty)$ — работа выхода из металла. Следовательно, большие кластеры металлизуются, и подход, использующий представление о потенциале $V(r)$, становится не применим. Поэтому в ⁷¹ параметры ионизационного равновесия выражаются через работу выхода, диэлектрическую проницаемость, поверхностное натяжение, как в теории гетерогенной нуклеации.

На рис. 12 представлены результаты измерений электропроводности цезиевой плазмы на линии насыщения и на изобаре $p = 20$ атм, получен-

ные нагревом в печах ^{54, 55} и путем адиабатического сжатия цезиевых паров на баллистической установке ^{17, 22}. Эти измерения свидетельствуют о значительном превышении зафиксированной электропроводности над результатами обычных оценок для электропроводности насыщенных паров, исходящих из модели идеальной плазмы (они дают значения $\sigma = 10^{-5} - 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$). Измеренные значения находятся в хорошем соответствии с кластерными моделями плазмы ^{69, 70, 71}. При этом опыты по адиабатическому сжатию ^{17, 22} позволили значительно повысить достижимые температуры плазмы и проследить исчезновение ионных кластерных образований из-за их термической диссоциации.

В области высоких давлений и температур, где экспериментальные исследования очень затруднены, очень важную информацию могут дать



параллельные исследования двух различных кинетических коэффициентов. Таковы измерения зависимостей от температуры и плотности коэффициента электропроводности σ и термоэлектрического коэффициента S . По определению, в неравномерно нагретом веществе $J = \sigma (E + \nabla T)$. В экспериментах измеряется разность потенциалов, возникающая на концах разомкнутой цепи, состоящей из разнородных проводников, спаи которых находятся при разных температурах. Результаты измерения термо-э.д.с. даны на рис. 13. В идеальной плазме термо-э.д.с. и σ связаны соотношением $S = -(T/e) d \ln \sigma / d T$ (несколько более сложна связь S и σ в неидеальной плазме ^{74, 75}). Сверхкритические изобары S выходят на идеально-газовую зависимость *) $S \approx I / 2eT$, проходя через минимум, $S_{\min} \approx 10^{-3} \text{ мВ/К}$. Этот минимум описывается в рамках модели ⁵⁸ и тесно связан с поведением σ (17) на закритических изобарах, $S = -(I - \Delta I) / 2eT$. Закритические изобары S хорошо описываются результатами численного моделирования ⁷⁷. При этом в ⁷⁷ использовался тот же метод молекулярной динамики, что и при вычислениях электропроводности.

При $p < p_c$ изобары S демонстрируют более сложное поведение (проходя через два минимума), которое теорией не описывается. Здесь необходимы более совершенные модели. По-видимому, как и в идеальной плазме, расчетные значения термо-э.д.с. гораздо более чувствительны к сделанным предположениям, нежели проводимость. Достаточно обратить внимание на результаты измерения в ртути ⁷⁸. В окрестности критической точки изобара S дважды проходит через нуль в интервале $\Delta T = 50 \text{ К}$.

*) В слабонеидеальном Cs, где преобладают ионы Cs_3^+ и Cs^- ($p = 1 \text{ бар}$) $S = -[I - (D_3^+ + D_2^+ - E)] / 2eT$, где D_3^+ , D_2^+ , E — энергии связи Cs_3^+ , Cs_2^+ , Cs^- .

4. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ С РАЗВИТОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

При высоких температурах степень ионизации плазмы возрастает. На первый план выходят кулоновские взаимодействия между заряженными частицами. В значениях σ слабонеидеальной плазмы теряется специфика плазмы разного состава и резко ослабевает зависимость от давления, проявляясь только через зависимость от кулоновского логарифма. С ростом плотности в неидеальной плазме возникают существенные отклонения электропроводности от электропроводности слабонеидеальной плазмы, даваемой формулой Спитцера — Херма. А в очень плотной плазме проявляется влияние структуры ионного остова.

Формула Спитцера — Херма ¹⁶² получена из численного решения уравнения Фоккера — Планка:

$$\sigma_{sp} = \gamma_E(z) 2 (2T)^{3/2} (z\pi^{3/2}e^2 m^{1/2} \ln \Lambda)^{-1}, \quad \ln \Lambda = \ln \frac{3}{\sqrt{2}\Gamma}, \quad (23)$$

где z — заряд иона; при $z = 1$ учет электрон-электронного взаимодействия дает $\gamma_E = 0,582$. В частично ионизованной плазме выражение (23) спивается с формулой Лоренца для слабоионизованной плазмы (обычно по ⁸⁰) с тем, чтобы учесть рассеяние электронов на атомах:

$$\sigma = \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{mT^{3/2}} n_e \int_0^\infty d\varepsilon e^{-\beta\varepsilon} \varepsilon^{3/2} \left[\nu_{ea}(\varepsilon) + \sum_j \gamma_E(z_j) \nu_{ej}(\varepsilon) \right]^{-1}, \quad (24)$$

где ν_{ea} , $\nu_{ej}(\varepsilon)$ — частоты столкновений электронов с атомами и ионами заряда z_j . Наряду с использованием формул типа (24) следует указать на эффективный вариационный метод расчета электропроводности частично ионизованной плазмы ⁸¹.

Формула Спитцера применима при малых Γ , когда $\ln \Lambda \gg 1$. Последовательное вычисление следующих по Γ поправок к (23) представляет собой сложную задачу, решаемую методами теории возмущений ⁸²⁻⁸⁴, применимыми в пределе $\Gamma \ll 1$. Особую проблему представляет учет связанных состояний в квантовых кинетических уравнениях ¹⁰³. Формула (23) и следующие из асимптотических теорий ⁸² выражения для электропроводности не обладают хорошими экстраполяционными свойствами, давая при $\Gamma \gtrsim 3/\sqrt{2}$ бессмысленные значения σ . Поэтому для описания наблюдаемых на опыте отклонений измеренных значений электропроводности от (23) предложен ряд подходов, основанных на модельных представлениях. Как и в термодинамике (гл. 2), проведение корректных машинных экспериментов здесь возможно лишь в рамках псевдопотенциальных моделей, осуществляющих приближенный учет квантовых эффектов при кулоновском взаимодействии ¹³.

Выполненные на электрических дугах, импульсных разрядах и ударных волнах измерения низкочастотной электропроводности плотной плазмы удовлетворительно согласуются с приближением ¹⁶², ⁸² при $\Gamma \lesssim 0,3$. Однако уже при столь малых неидеальностях, как и в слабоионизованной плазме, существенным оказался вопрос, какие электроны являются электронами проводимости. В ⁸⁷ было предположено, что электроны, возникшие в результате снижения потенциала ионизации (т. е. электроны с энергиями $0 > \varepsilon > -\Gamma T$), локализованы флуктуациями плотности и не вносят вклада в проводимость. Для учета этого в (23) была сделана ⁹⁵ замена $|n_e$ на активность электронов, $\xi = \lambda_e^{-3} \exp(-\beta\mu_e)$, что заметно улучшило экстраполяционные свойства модели при $\Gamma \gtrsim 1$.

В ⁸⁶, ⁸⁸ было обращено внимание на то, что электроны с небольшими положительными энергиями $\varepsilon < e^2/r = \gamma T$ также не являются вполне

свободными, а находятся во взаимодействии с ионами, локализуясь около них. Эти электроны, находящиеся в «столкновительных комплексах», были выделены из n_e , поскольку комплекс электрон + ион в определенном смысле не является заряженной частицей. В результате при $\Gamma < 1$ было получено снижение электропроводности ввиду уменьшения числа носителей тока, $\sigma = \sigma_{sp} (1 - 0,47 \Gamma^{2/3})$, и установлено хорошее согласие таких вычислений с результатами измерений в Ar, Cs, Xe, H (рис. 14).

Динамические методы позволили измерить σ при $\Gamma \approx 0,3 - 10$ в плазмах разного химического состава^{92, 56, 47, 93, 95}, приблизившись к границе

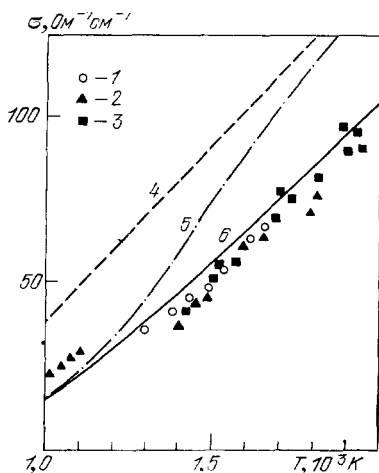


Рис. 14. Электропроводность плазмы аргона ($p = 150$ бар)⁸⁸. Эксперимент: ⁹²(1), ⁹⁰(2), ⁹¹(3). Теория: σ_{sp} —(4), по (24)—(5), ⁸⁸(6).

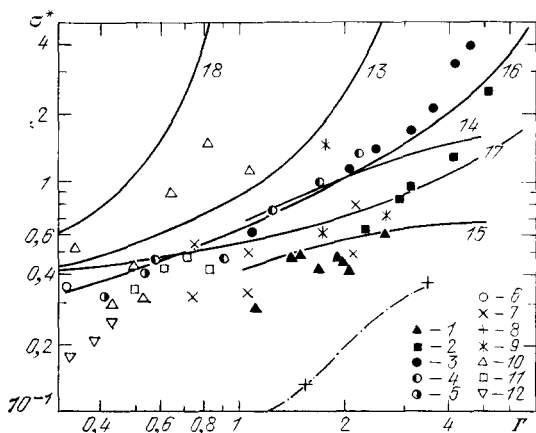


Рис. 15. Безразмерная электропроводность неидеальной плазмы σ^* ⁹⁵.

Эксперимент: ⁹⁵—Xe (1, 2); ⁹³—Xe (3), Ar (4), Ne (5), воздух (6); ⁵⁶—Cs (7); ¹⁰—Cs (8); ⁸⁸—Cs (9); ⁹⁷—Cu, воздух (10); ⁹⁸—текстолит (11), ⁹⁹—воздух (12). Теория: формула (24) (13); ⁹⁵—для $T = 20\,000$ К (14) и $70\,000$ К (15); ^{47, 100} (16); ¹⁰¹ (17) для $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$, ⁹² (18).

вырождения электронной компоненты $n_e \lambda_e^3 \approx 1$. Для взаимного сопоставления этих данных из σ выделяется составляющая *), обусловленная кулоновскими столкновениями σ_K . Приведенная проводимость $\sigma_K^* = \sigma_K (S_{sp} \ln \Lambda)^{-1} = 0,98 \gamma_E^{-1} z e^2 m^{1/2} T^{3/2}$ представлена на рис. 15. Из совокупности данных ясно выделяются «высокотемпературные» (с $T \gtrsim 2 \cdot 10^4$ К) и «низкотемпературные» данные⁹⁵. Низкотемпературные ($T \lesssim 2 \cdot 10^4$ К) результаты, полученные в различных газах, удовлетворительно согласуются между собой, что позволяет проследить влияние кулоновского взаимодействия во всем диапазоне изменения параметров. Из общей тенденции рис. 15 несколько выпадают данные²⁰ (по-видимому, по причине развития в этих условиях перегретой неустойчивости — см. раздел 6), а также результаты⁹⁷.

Отклонения σ от σ_{sp} прогрессивно увеличиваются с ростом Γ и при $\Gamma \gtrsim 1$ выражение (23) становится явно непригодным. Для описания электропроводности сильно неидеальной плазмы в¹⁰⁰ был использован вариант методики, применяемой для расчета σ в жидких металлах и полупроводниках — приближение Займана (рис. 15), учитывающее ион-ионную

*) Выделение кулоновской составляющей из результатов измерений^{21, 53} связано со значительными погрешностями, достигающими в ряде случаев сотен процентов.

корреляцию:

$$v_{ej} = \frac{\sqrt{2}}{16\pi} n_j m^{-1/2} \varepsilon^{-3/2} \int_0^{4\varepsilon/\varepsilon^2} |V_{ej}|^2 S_j(q) dq, \quad (25)$$

где $V_{ej}(q)$ — форм-фактор потенциала, $S_j(q)$ — структурный фактор, учитывающий ион-ионную корреляцию. Величина $4\varepsilon/\varepsilon^2$, ограничивающая область интегрирования, обеспечивает предельный переход σ к σ_{sp} при $\Gamma \ll 1$.

Последовательное вычисление σ может быть проведено при использовании решения кинетического уравнения для неидеальной плазмы. Здесь теория сталкивается с большими трудностями и успехи еще невелики. В работе ⁸² методом Чэпмена — Энскога получено решение кинетического уравнения Гоулда — Де Витта ⁸² с учетом эффектов квантовой дифракции и рассеяния электронов на возбужденных состояниях в псевдопотенциальном приближении. Это позволило получить хорошее описание результатов динамических экспериментов ^{93, 95}. Приведенные в ¹⁰² выражения для электропроводности учитывают квантовые эффекты при рассеянии на экранированном (дебаевском) потенциале. Интересные результаты по расчету электропроводности неидеальной плазмы методом функции Грина представлены в ⁸⁵, где учтены эффекты ионных корреляций, квантовые эффекты, статическое и динамическое экранирование. Соответствующее выражение обладает спитцеровской асимптотикой при $\Gamma \rightarrow 0$ и описывает эксперимент в сильно неидеальной области.

Измерения электропроводности плазмы ^{47, 95}, генерируемой во взрывных кумулятивных устройствах и за отраженными от конденсированных преград ударными волнами, свидетельствуют о нарушении кулоновского подобия электропроводности. Причина нарушения этого «скейлинга» состоит в том, что при высоких температурах кулоновская амплитуда рассеяния электрона на ионе $f = e^2/T$ сравнима с размером иона ($\sim 4\text{\AA}$ для Xe^+). На таких расстояниях потенциал $V_{ej}(r)$ становится более сильным, нежели внешний кулоновский потенциал. Это увеличивает частоту v_{ej} электрон-ионных столкновений и таким образом снижает электропроводность плазмы. В ⁹⁵ для учета этих особенностей электрон-ионного рассеяния высокоэнергетических электронов использовался псевдопотенциал ¹⁰⁴

$$V_{ej}(r) = -e \left[\frac{z_j}{r} + (z - z_j) \frac{\exp(-\beta r)}{r} \right] \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right), \quad (26)$$

$$\beta = 1,8z^{4/3} (z - z_j)^{-1} a_0^{-1}.$$

$V_{ej}(z)$ при $r \rightarrow 0$ переходит в томас-фермиевский потенциал, а при $r \rightarrow \infty$ — в дебаевский. Кривые 15 и 14 на рис. 15 построены с использованием (26) и при выборе $n_e = \xi$. Результаты расчета хорошо описывают расхождение изотерм приведенной электропроводности неидеальной плазмы.

5. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Воздействие слабой неидеальности на оптические свойства плазмы хорошо известно ¹⁰⁵. Оно сводится к уширению спектральных линий и сдвигу порогов фотоионизации. С ростом неидеальности в плазме возникают специфические новые явления, связанные с изменением структуры и энергетического спектра. При низких температурах в слабоионизованной плазме — это в первую очередь «закрытие оптической щели» и кластерное низкочастотное поглощение.

Оптические свойства ртути измерялись в ¹⁰⁶⁻¹⁰⁸ путем пропускания и отражения излучения. При высоких плотностях, $\rho \gtrsim 9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, оптиче-

ские свойства являются типичными для жидкометаллического состояния. При понижении ρ возникают качественно новые эффекты. Зависимость коэффициента поглощения $K(\omega)$ (рис. 16) демонстрирует две особенности: резкий край широкой полосы поглощения, сдвигающейся в красную сторону с ростом ρ , и плато на низких частотах.

Можно считать¹⁰⁹, что край является «хвостом» полосы, возникающей при переходах из основного состояния атомов ртути в экситонные состояния, являющиеся результатом эволюции уровня 6 p. Поглощающий атом

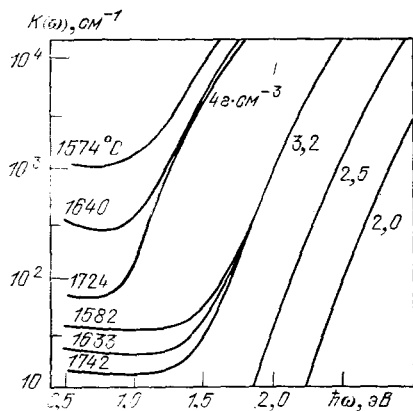


Рис. 16. Коэффициент оптического поглощения ртути¹¹².

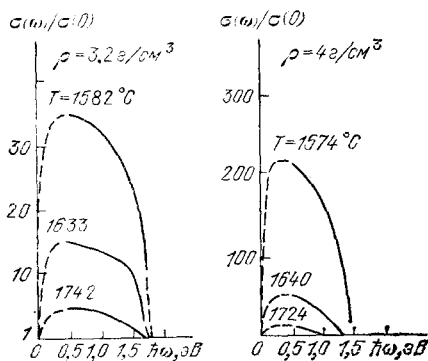


Рис. 17. $\sigma(\omega)/\sigma(0)$ газообразной плотной ртути при разных температурах и плотностях¹¹².

находится в тесном окружении соседних атомов (нейтральный кластер), и коэффициент поглощения $K(\omega) \sim \rho(\omega)$, где $\rho(\omega)$ — электронная плотность состояний в возбужденном кластере^{110, 111}. В первом приближении

$$\rho(\omega) \sim \exp\left(-\frac{\hbar\omega - \Delta E_{\text{opt}}}{\Delta E_t^2}\right), \quad (27)$$

где ΔE_{opt} — «оптическая щель», равная энергии возбуждения атома при $\rho \rightarrow 0$, ΔE_t — полуширина полосы. Оценки^{110, 111} дают разумные величины ΔE_{opt} и ΔE_t . Щель ΔE_{opt} уменьшается с ростом ρ и закрывается, как и транспортная щель ΔE , при $\rho \approx \rho_c$. Мы видим, что переход диэлектрик — металл при сжатии плазмы проявляется не только в электрических, но и в оптических свойствах.

Возникновение плато в области малых частот долгое время не имело объяснения. Результаты дополнительных измерений позволили заключить¹¹², что плато является результатом поглощения излучения заряженными кластерами. На рис. 17, взятом из работы¹¹², выделена полоса поглощения, создающая плато. На плато величина $K(\omega)$ возрастает с ростом ρ и уменьшением T . Такова же зависимость концентрации кластеров n_m . Возможно, что плато является результатом фото-отрыва электрона от электронного кластера.

Оптическое поглощение заряженными кластерами впервые обсуждалось в⁶⁵ на уровне классической модели для высокочастотной проводимости $\sigma(\omega)$, когда $K(\omega) \sim \sigma(\omega)$. Выводы¹¹² были непосредственно основаны на результатах работы⁷³, авторы которой вычисляли $\sigma(\omega)$ методами, использованными ранее для расчета электропроводности и термо-э.д.с. плазмы ртути и цезия. Имеет место качественное согласие теории и эксперимента.

Возможно, однако, что при больших плотностях кластеры металлизуются, как это было отмечено в гл. 3. Тогда подход к описанию взаимодействия света с кластерами должен быть изменен.

При высоких T на оптические свойства плазмы с развитой ионизацией оказывает заметное влияние кулоновская неидеальность^{113, 117}. Уже первые эксперименты при $\Gamma \lesssim 0,3$, $n_e \lesssim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, являясь несколько противоречивыми, зафиксировали небольшое превышение излучения континуума над расчетом (рис. 18). При больших неидеальностях, наоборот,

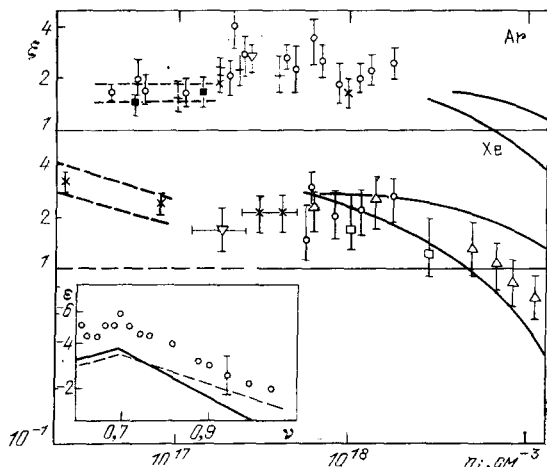


Рис. 18. Зависимость¹¹⁷ отношения измеренного $\kappa_a(\nu)$ и рассчитанного $\kappa_p(\nu)$ ¹⁰⁶ коэффициентов поглощения $\xi = \kappa_a(\nu)/\kappa_p(\nu)$ для плазмы аргона ($\nu = 6,66 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$) и ксенона ($\nu = (6,6 - 6,9) 10^{14} \text{ с}^{-1}$), а также коэффициента излучения ϵ ($10^{-12} \text{ Вт/см}^3 \text{ с}^{-1}$ стер) аргоновой плазмы ($p = 10 \text{ атм}$, $T = 14150 \text{ К}$) от частоты 10^{15} с^{-1} .

1 — расчет¹⁰⁸, 2 — ¹¹⁸. Подробные обозначения — в ¹¹⁷.

интенсивность излучения вблизи порогов фотоионизации оказывается значительно ниже результатов традиционных расчетов¹⁰⁵. Этот эффект привлек к себе в последнее время большое внимание.

По обычным представлениям¹⁰⁵ влияние плазменного взаимодействия сводится к уширению линий и сдвигу границы фотоионизации. Это

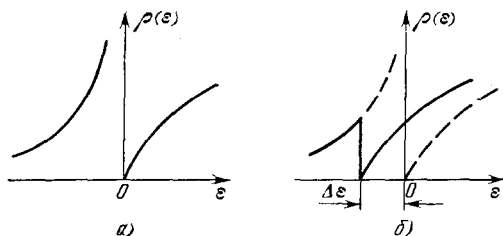


Рис. 19. Плотность электронных состояний $\rho(\epsilon)$ в разреженной (а) и плотной (б) плазме¹¹⁹.

приводит к значительному росту коэффициента оптического поглощения в припороговой области спектра. Вместе с тем, наличие флуктуирующих микрополей \tilde{E} приводит к искажению внутриатомного потенциала на

больших расстояниях в энергетическом диапазоне $\Delta\epsilon(\tilde{E}) = 2e\sqrt{e\tilde{E}} \sim \gamma T$. В ^{117, 119} было предложено, что при $\epsilon < 0$ плотность электронных состояний $\rho(\epsilon)$ близка к классической, но сдвинутой на величину $\Delta\epsilon$ (рис. 19). Если при оценке матричного элемента оптического перехода считать возмущение волновых функций малым, то использование $\rho(\epsilon)$ из рис. 19 приводит к появлению провала в распределении плотности сил осцилляторов вблизи порога. Это означает появление с ростом Γ окна прозрачности в спектре. С этих позиций в ¹²⁰ были интерпретированы спектры испускания плазмы ртути, где было отмечено отсутствие ряда спектральных линий.

Вне зависимости от способа описания (флуктуирующие микрополя¹²⁰, плазменная экранировка^{121, 122, 123}) естественно ожидать, что межчастичное взаимодействие сделает потенциал плотной плазмы более короткодействующим, вызвав изменение энергетического спектра связанных в атомах и ионах электронов. Вместе с тем последовательное описание наблюдаемых явлений еще не получено. Впрочем, и измерения еще не покрывают весь диапазон условий.

В¹²⁴ были выполнены прямые расчеты плотности сил осцилляторов, используя численное решение уравнения Шрёдингера для дебаевского

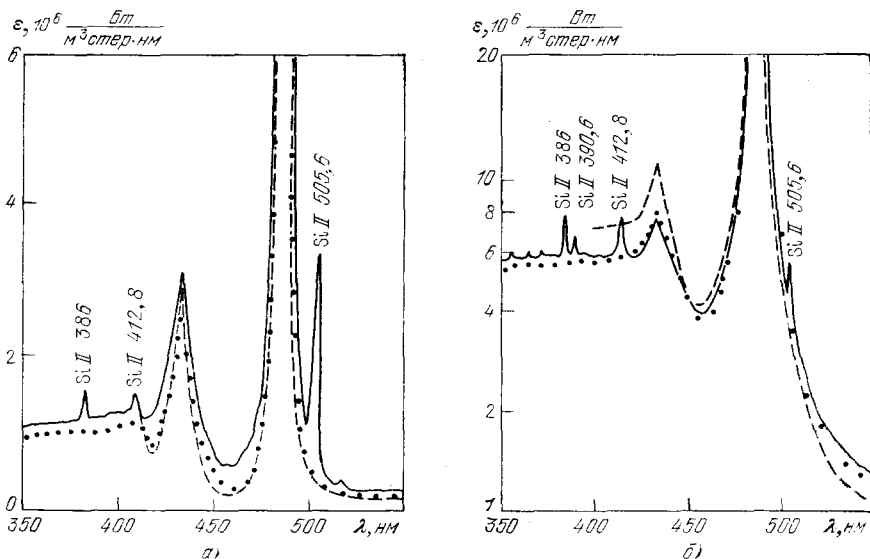


Рис. 20. Спектр излучения водородной дуги¹²⁶.

а) $p = 0,45$ бар, $T = 1300$ К, $n_e = 2,2 \cdot 10^{17}$ см⁻³; б) $p = 7,2$ бар, $T = 15200$ К, $n_e = 6 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Сплошные кривые — эксперимент, штриховые — теория¹²⁹, пунктир — теории¹²⁹ с учетом перекрытия линий и сдвига бальмеровского континуума. Si II — примесные линии кремния.

и «ограниченного» кулоновского потенциалов. В¹²⁴, где расчеты приводились для плазмы водорода, окно прозрачности найдено не было. Тщательные эксперименты в водороде по изучению припороговой области спектра были выполнены в ударной трубе¹²⁵ ($n_e \approx 8 \cdot 10^{17}$ см⁻³) и на электроразрядной установке¹²⁶ ($n_e = (2-6) \cdot 10^{17}$ см⁻³ (рис. 20)). В этих экспериментах не были замечены эффекты, которые могли бы быть вызваны провалом в распределении плотности сил осцилляторов. Зафиксированный спектр излучения имел обычный вид¹⁰⁵ со сдвинутой границей фотоионизации. Возможно, однако, что ожидаемые новые эффекты в плазме водорода проявятся при еще более высоких Γ . Для ответа на этот вопрос необходимы дальнейшие эксперименты.

Наиболее регулярные эффекты неидеальности зарегистрированы в аргоне¹¹⁶, где был исследован широкий диапазон параметров от $n_e \approx 10^{18}$ см⁻³, $\Gamma \approx 0,3$ до $n_e \approx 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³, $\Gamma \approx 1,6$. В ксеноне близкие эффекты наблюдались затем в^{127, 128}.

Сильная неидеальность вызывает изменение радиационных характеристик плазмы аргона ($T = 2 \cdot 10^4$ К) (рис. 21). Экспериментальные данные при малой плотности согласуются с выполненными ранее многочисленными измерениями (см. рис. 18) и подтверждают тенденцию превышения регистрируемого излучения над расчетом. По мере дальнейшего сжатия плазмы удельный коэффициент поглощения $k(\omega)/n$ монотонно убывает, оказываясь

почти на порядок меньшим традиционного плазменного расчета¹⁰⁵ (кривая «Bf + ff») и близким к величинам, определяемым только свободно-свободными переходами (кривая «ff»). Дело в том, что в ограниченном ввиду межчастичного взаимодействия внутриатомном потенциале число дискрет-

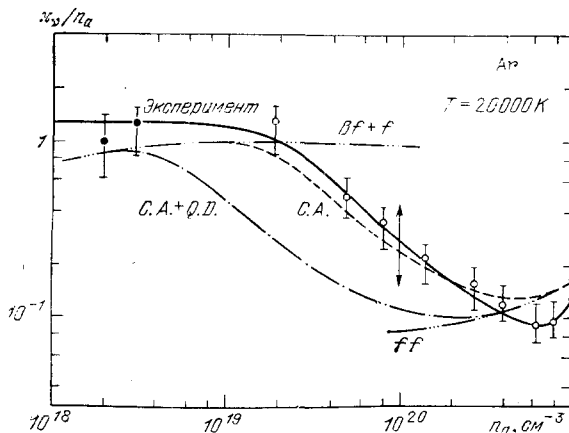


Рис. 21. Зависимость удельного коэффициента поглощения аргоновой плазмы κ_0/n от плотности поглощающих атомов 118 .

$\nu_j = 5,2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Кружки — эксперимент, ff — свободно-свободные переходы, Bf + ff — к свободно-свободным переходам добавлена фотоионизация, CA + QD — модель «ограниченного» атома¹¹ со сдвинутыми сечениями фотоионизации из 118 ; CA — расчет по полной модели «ограниченного» атома.

ных энергетических уровней является конечным вследствие перехода высоковозбужденных состояний в непрерывный спектр.

Для качественного описания явления деформации уровней в 118 использована модель ограниченного атома, обсуждавшаяся в гл. 2 в связи

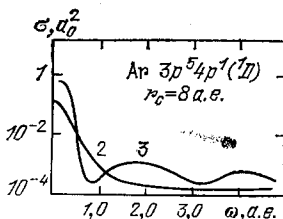
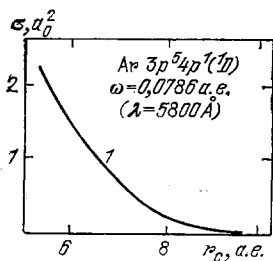


Рис. 22. Зависимость сечения фотоионизации аргона от степени сжатия плазмы (1) и частоты (2) при фиксированном сжатии в импульсном представлении (2 — «изолированный» атом).

с интерпретацией термодинамических измерений. Модель позволяет определить положение энергетических уровней атома и вычислить сечения фотоионизации атомов с учетом воздействия на волновые функции дискретного и непрерывного спектров частиц плазмы (рис. 22). Полученная зависимость коэффициента поглощения от сжатия отмечена индексом «CA» на рис. 21. Видно, что по мере сжатия плазмы часть возбужденных энергетических уровней «выдавливается» в непрерывный спектр, исключая таким образом механизм фотоионизационного поглощения этих возбужденных состояний.

6. ДИНАМИКА НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ И УСТОЙЧИВОСТЬ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

Физические свойства неидеальной плазмы приводят к интересным качественным эффектам при наложении на плазму внешних электрических и магнитных полей, а также градиентов давления. Первое свидетельство этому обнаружено в²⁰. Цезиевая проволока нагревалась током в атмосфере аргона так, что возникающий плазменный столб со временем расширялся. Существенно, что плазма расслаивалась в направлении, поперечном току на большое число регулярно чередующихся темных

и светлых слоев. В ¹³⁰ было показано, что в возникающей в результате нагрева неидеальной плазме развивается перегревная неустойчивость, приводящая к такому расслоению.

При нагреве на сверхкритической изобаре в веществе происходит переход металл — диэлектрик. Электропроводность падает при нагреве, $d\sigma/dT < 0$ (рис. 6). Если i , нагревающий вещество, стабилизирован (большим сопротивлением внешней цепи), то малые флуктуации температуры $\delta T > 0$ вызывают неограниченный рост джоулева тепловыделения i^2/σ .

Система основных уравнений состоит из баланса количества вещества, закона Ома, уравнений поля и баланса тепла

$$\frac{C_p dT}{dt} = \frac{i^2}{\sigma s^2},$$

где C_p — теплоемкость, s — сечение плазменного столба. Инкремент развития перегривной неустойчивости γ обратно пропорционален характерному времени нагрева $t_h = C_p T / (i^2 \sigma^{-1} s^{-2})$. Приближенно

$$\gamma = -t_h^{-1} \left(\frac{d \ln \sigma}{dT} \right)_p. \quad (28)$$

Большие абсолютные значения $|d \ln \sigma / dT|$ приводят к высоким инкрементам нарастания возмущения. В ¹³⁰ показано, что наиболее быстро развиваются флуктуации, приводящие к слоям, ориентированным поперек тока, которые можно назвать «тепловыми» структурами.

Возникновение неоднородностей сказывается на фиксируемых в опыте средних параметрах плазмы. В ¹³¹ рассмотрены стационарные состояния плазменного столба, нагретого током и ограниченного стенками. При этом использовались зависимости $\sigma(T, p)$, моделирующие изображенные на рис. 6 реально немонотонные зависимости. Это приводит к тому, что вольт-амперные характеристики плазменного столба имеют падающие ветви, приводя к неоднородности плазмы, нагреваемой током. Возникает вопрос о связи между истинной проводимостью плазмы $\sigma(T)$ и измеряемой средней величиной $\sigma_{eff} = \bar{i} / s \bar{E}$, где \bar{i} и \bar{E} — измеряемые (средние) значения тока и напряженности электрического поля. В ¹³¹ показано, что если изобара имеет узкий минимум, то зависимость $\sigma_{eff}(T)$ в неоднородной плазме имеет новые качественные особенности. Изобара $\sigma_{eff}(T)$, проходя через минимум, возрастает и выходит на максимум при некоторой температуре T_{max} . Поэтому при $T > T_{max}$ σ_{eff} (в отличие от σ) убывает с ростом T (рис. 23). Этот эффект необходимо иметь в виду при интерпретации $\sigma_{eff}(T)$, измеренных при джоулевом нагреве.

В обсуждавшихся в гл. 4 экспериментах ²⁰ был зафиксирован падающий участок зависимости измеренной электропроводности от температуры при $T = 10^4 - 2 \cdot 10^4$ К. В связи с вышесказанным становится весьма вероятным, что эта аномалия обусловлена неоднородностью столба плазмы.

Особенности поведения теплопроводности неидеальной плазмы также могут приводить к интересным эффектам. В то время, как электропровод-

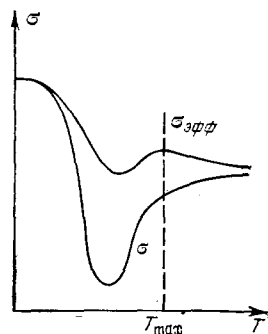


Рис. 23. Зависимость от температуры истинной $\sigma(T)$ и измеренной $\sigma_{eff}(T)$ электропроводности неоднородной плазмы ¹³¹.

ность плазмы σ_{Π} при $T_{\Pi} \approx 10^4$ К мала по сравнению с электропроводностью металла σ_M , теплопроводность λ_{Π} может превышать λ_M . Это связано с большой ролью лучистой теплопроводности $\lambda_{\Pi} \approx \lambda_R$ (лучистая теплопроводность λ_R исследовалась в ¹³⁴). Это обстоятельство может приводить к явлению распространения узкого температурного фронта при изобарическом джоулеве нагреве жидкого металла в капилляре ¹³². Во фронте этой волны, распространяющейся со скоростью u по металлу, вещество переходит из металлического в плазменное состояние.

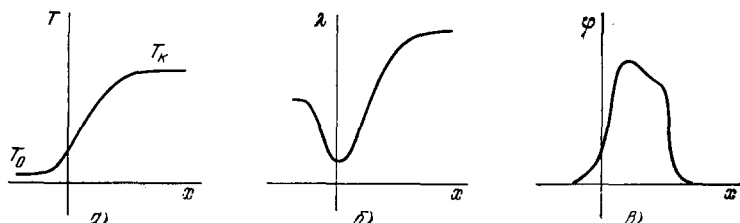


Рис. 24. Распределение температуры (а), коэффициента теплопроводности λ (б) и тепловыделения $\varphi = (i^2/s\sigma - F)$ (в) во фронте волны нагрева в цезии ¹³².

Структура фронта, изображенная на рис. 24, является результатом решения уравнения баланса энергии. В системе координат, в которой фронт покоится

$$\frac{d[\lambda(T) dT/dx]}{dx} - \frac{u_M \rho_M dT}{dx} + \frac{i^2}{s^2 \sigma(T)} - F(T) = 0, \quad (29)$$

где ρ_M — плотность жидкости, u_M — скорость ее втекания во фронт, $s = \pi R^2$, R — радиус капилляра, $F \approx -R^2 \int_0^T \lambda(T') dT'$ — потери тепла на стенках капилляра. Распространение фронта аналогично распространению фронта медленного пламени ¹³⁵.

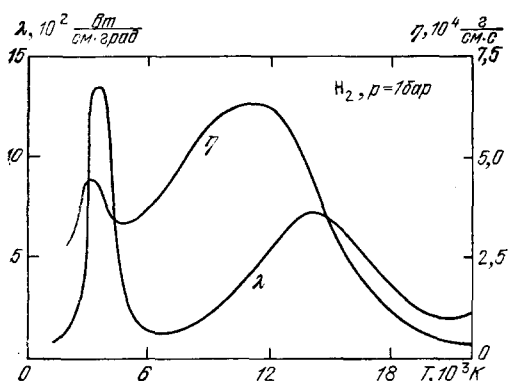


Рис. 25. Зависимость вязкости и теплопроводности водородной плазмы от температуры.

При наличии двух фаз — горячей и холодной — теплопроводность прогревает холодные области, понижая σ и приводя к интенсивному выделению там тепла. Это имеет своим результатом волновое распространение горячей фазы, когда тепловыделение локализовано во фронте волны. Для скорости волны в ¹³² было получено $u_M \approx \lambda_R / C_p \rho_M R$. По-видимому, эта волна наблюдалась в Cs ¹³³. При $p = 500$ бар и $i/s = 10^4$ А·см⁻² скорость волны $u = 2u_M \rho_M / \rho_{\Pi} \approx 10$ м/с.

Процессы диссоциации и ионизации приводят к резким не-

монотонным зависимостям коэффициентов вязкости и теплопроводности от температуры (рис. 25). Это обстоятельство может качественно изменить вязкое течение плазмы в каналах МГД-генераторов ³, тепловыделяющих элементах ядерных реакторов ², установках плазмохимической технологии ¹⁰

и других технических устройствах. Действительно, вязкая диссипация энергии в условиях ограниченного теплоотвода приводит к значительному повышению температуры, вызывая уменьшения вязкости и «взрывное» ускорение потока.

Режимы «гидродинамического» взрыва были проанализированы в ¹³⁶, где в отличие от традиционного анализа ¹³⁷ учтена зависимость коэффициента теплопроводности от температуры. Рассматривалось одномерное стационарное вязкое движение плазмы между пластинами с $T_0 = \text{const}$ под действием постоянного градиента давления $b = -\partial p/\partial z$ вдоль оси z . Уравнения движения, энергии и граничные условия для такого течения имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 = 0, \quad (30)$$

$$v'(0) = T'(0) = 0, \quad v(x_0) = 0, \quad T(x_0) = T_0,$$

где η , λ — коэффициенты сдвиговой вязкости и теплопроводности, x_0 — расстояние между пластинами. Рассматривая случай интенсивной диссоциации или ионизации плазмы, было принято

$$\eta = \eta_0 e^{E_1/kT}, \quad \lambda = \lambda_0 e^{E_2/kT}. \quad (31)$$

В таблице в качестве примера приведены значения η_0 , λ_0 , E_1 , E_2 для цезиевой и калиевой плазмы в окрестности $T = 2000$ К, $p = 0,1$ бар. Анализ решения (30) и его устойчивости относительно одномерных возмущений

Т а б л и ц а

Элемент	η_0	λ_0	E_1	E_2	x_0	b	R_e	$C_p \eta_0$
								λ_0
K	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^5$	$0,88 \cdot 10^{-12}$	$0,84 \cdot 10^{-12}$	1,0	$0,704 \cdot 10^3$	$2,05 \cdot 10^3$	10^{-2}
Cs	$1,98 \cdot 10^{-5}$	$4,17 \cdot 10^5$	$1,678 \cdot 10^{-12}$	$1,63 \cdot 10^{-12}$	1,0	$3,91 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^3$	10^{-3}
Система единиц — CGSE.								

показал ¹³⁶, что в случае экспоненциально возрастающей теплопроводности $E_2 > 0$ взрывной режим реализуется для плоского течения при условии $K > K_{кр} \approx 16E_1/E_2$, а для осесимметричного — при $K > K_{кр} \sim 10^2 E_1/E_2$, где параметр $K = b^2 x_0^4 E_1 e^{(E_1 - E_2)/kT} / \lambda_0 \eta_0 T_0^2$. При исследовании течений более нагретой и более плотной ($T \gtrsim 10000$ К, $p \gtrsim 10$ атм) плазмы следует изменить граничные условия для температуры и учесть радиационный перенос тепла, например, в приближении лучистой теплопроводности. Коэффициент лучистой теплопроводности характеризуется еще более резким чем λ изменением величины с ростом температуры, благоприятствуя условиям возникновения «гидродинамического» взрыва в плазме.

При анализе гидродинамических явлений в сверхплотной плазме, созданной импульсной локальной концентрацией энергии, нельзя исключить возможность появления областей фазового расслоения. В ¹³⁹ для уравнения состояния общего вида на основании термодинамических тождеств и условий фазового равновесия получены дифференциальные соотношения для наклонов изэнтроп и изотерм плазмы в однофазной и двухфазной областях. Выполненный анализ ¹³⁹ показывает (рис. 26), что возможность фазового перехода при адиабатическом изменении давления

в плазме определяется модулем изотермического расширения исходной фазы $(\partial V/\partial T)_p$ и свойствами границы раздела фаз dT/dp , dS/dT . Аналогичный анализ был выполнен для условий ударного сжатия в ¹³⁹, ¹⁴⁰, ¹⁴¹. Структура волн сжатия и разрежения в средах с произвольным уравнением состояния проанализирована в ¹⁴²⁻¹⁴⁴. Она определяется знаком производной $(\partial^2 p/\partial V^2)_S$, который может стать отрицательным в результате плазменных фазовых аномалий. Течение в этом случае расщепляется на

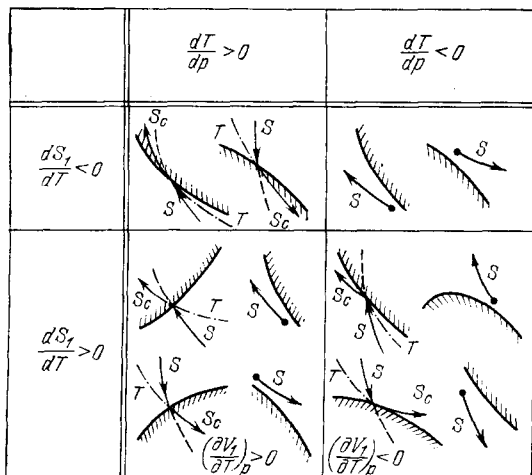


Рис. 26. Возможные ситуации вблизи фазовых границ (штриховка) при изотермическом (T) и адиабатическом (S) изменении давления в плазме.

S_c — изэнтропа двухфазной области.

несколько ударных скачков (рис. 27), разделенных плавными волнами сжатия. В то время как при расширении плазмы образуются ударные волны разрежения, подобно наблюдавшимся в упруго-пластической области ¹⁴⁵ и в окрестности критической точки фреона ¹⁴⁶. Эти качественные

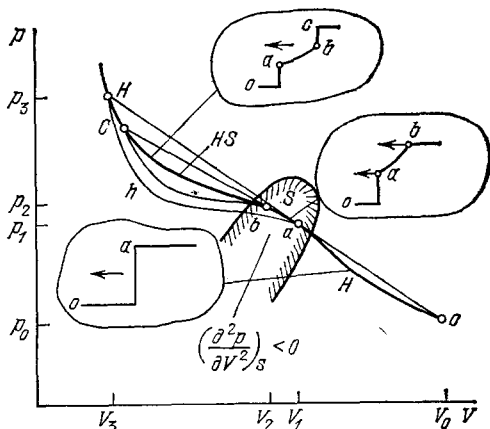


Рис. 27. Волновая адиабата в среде со знакопеременной $(\partial^2 p/\partial V^2)_S$. Рядом изображены продольные профили плотности ударной волны, соответствующие различным участкам волновой адиабаты.

гидродинамические явления могут проявляться в экспериментах по генерации ультравысоких давлений, сопровождаемых ударными волнами и волнами разрежения.

Особую проблему представляет устойчивость ударных волн в плазме, где проходят процессы диссоциации и ионизации ¹³⁴. Стабильность плоских стационарных ударных разрывов по отношению к слабым периодическим возмущениям фронта исследовалась в ¹⁴⁷ и затем в ¹⁴⁸⁻¹⁵¹, где были сформу-

лированы критерии

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_H < \frac{V_0 - V}{p - p_0}, \quad (32)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_H > \frac{V_0 - V}{p - p_0} \left(1 + 2 \frac{V}{V_0} \frac{D}{c}\right), \quad c = \sqrt{-V^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_S}, \quad (33)$$

$$\frac{V_0 - V}{p - p_0} \frac{1 - \frac{V^2}{V_0^2} \left(\frac{D}{c}\right)^2 - \frac{V}{V_0} \left(\frac{D}{c}\right)^2}{1 - \frac{V^2}{V_0^2} \left(\frac{D}{c}\right)^2 + \frac{V}{V_0} \left(\frac{D}{c}\right)^2} < \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_H < \frac{V_0 - V}{p - p_0} \left(1 + 2 \frac{V}{V_0} \frac{D}{c}\right). \quad (34)$$

Условия (32, 33) соответствуют абсолютной неустойчивости ударной волны. При этом (32) приводит к хорошо изученной теоретически и экспериментально картине течения ¹⁴², содержащей несколько ударных разрывов, разделенных непрерывными волнами сжатия (см. рис. 27). Условие (33), которое, как показал анализ, трудно реализуемо на практике, является более сильным, чем условие

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_H > \frac{V_0 - V}{p - p_0}, \quad (35)$$

соответствующее неоднозначности ударного сжатия ^{152, 153}.

Область (32) представляет, по-видимому, наибольший прагматический интерес для физики плазмы, так как мы можем надеяться на достижение этого условия в эксперименте. Условие (34) определяет область «спонтанного излучения звука разрывом», в которой возмущения имеют вид незатухающих бегущих волн, движущихся в направлении разрыва, отставая от него с течением времени. Нелинейный анализ этого режима представлен в ¹⁵⁴. Для выполнения критерия «звуковой» неустойчивости (34) желательным является участок возвратного хода ударной адиабаты $(\partial p / \partial V)_H > 0$. Такой вид адиабаты Гюгонио в pV -плоскости является типичным ¹⁴² для плазмы, в которой с ростом температуры происходит возбуждение внутренних степеней свободы (ионизация, диссоциация, колебательное, вращательное, электронное возбуждение и т. п.). На рис. 28 приведены ударные адиабаты сверхплотной плазмы вольфрама H_{TF} из ¹⁵⁵, рассчитанные по аппроксимационным формулам квазиклассической теории Томаса — Ферми ¹⁵⁶. Волнистой линией на рис. 28 отмечена нижняя граница области неустойчивости (34), в то время как верхняя граница находится вне пределов применимости квазиклассической модели, ввиду спонтанного рождения в такой плазме электронно-позитронных пар ¹⁵⁷. Отметим, что учет энергии давления равновесного излучения (H_1) делает ударное сжатие устойчивым во всем диапазоне давлений.

На рис. 29 приведены ударные адиабаты двухфазной смеси «жидкость — металлический пар», рассчитанные по полуэмпирическому уравнению состояния меди ³⁴. Возвратный ход ударных адиабат и вызванная этим «звуковая» неустойчивость (34) определяются процессами фазового превращения. Определяемый термической ионизацией перегиб ударных адиабат оказывается особенно значительным для неидеальной плазмы цезия ¹⁵⁹, так как величины первого и второго потенциалов ионизации здесь сильно различаются (3,89 и 25,1 эВ). На рис. 30 приведены ударные адиабаты цезиевой плазмы, рассчитанные в рамках кольцевого приближения в большом каноническом ансамбле ¹⁵⁹. Выполненные в ¹⁹ термодинамические измерения показали меньшую, чем по ¹⁵⁹, сжимаемость плазмы, что несколько сдвигает приведенную на рис. 30 границу звуковой неустойчивости в область более высоких давлений.

В выполненных недавно экспериментах^{160, 161} по сжатию газообразных Ar , Xe , CO_2 плоскими ударными волнами интерферометрическим

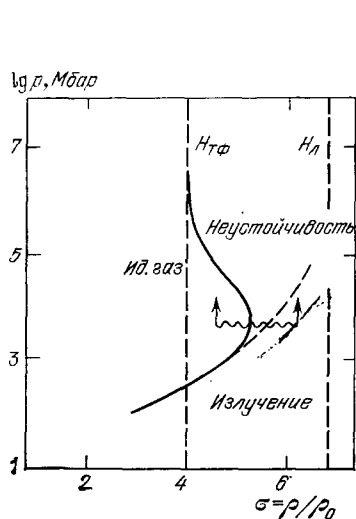


Рис. 28. Ударная адиабата вольфрама в области сверхвысоких давлений¹⁶⁵.

Волнистой линией отмечена область неустойчивости (34).

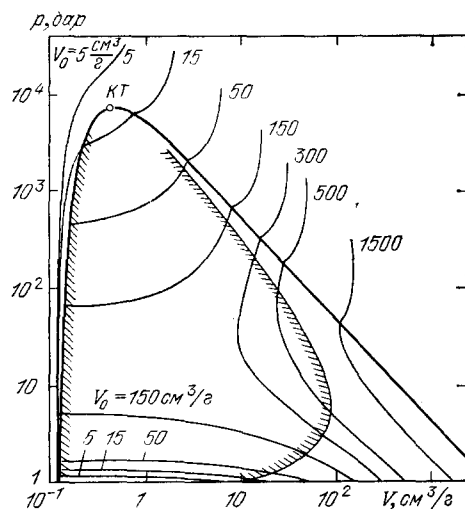


Рис. 29. Ударные адиабаты меди в области кипения, рассчитанные по уравнению состояния³⁴.

Штриховкой отмечена область неустойчивости (32). Сплошная кривая — фазовая граница. Рядом с ударными адиабатами указаны исходные удельные объемы в $\text{см}^3/\text{г}$.

методом было зафиксировано развитие неустойчивостей в плазме за фронтом волны. Наблюдаемые эффекты в этих работах связываются с возвратным ходом ударных адиабат, хотя ни в одном из исследованных случаев

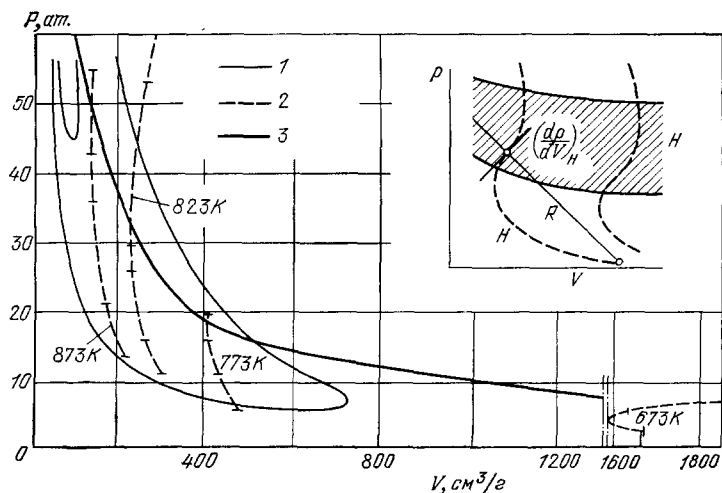


Рис. 30. Ударные адиабаты плазмы цезия¹⁶⁸.

1 — кривые $\Gamma = e^2/TrD = \text{const}$; 2 — адиабаты Гюгонию, рядом указаны исходные температуры; 3 — граница неустойчивости по (34). Вверху справа дано схематическое изображение ударных адиабат и области неустойчивости (штриховка) при высоких давлениях.

не было достигнуто критерия звуковой неустойчивости (34). Возможно, что наблюдаемые в^{160, 161} неоднородности связаны с кинетическими явлениями при диссоциации и ионизации плазмы.

23. Wigner E.—Trans. Farad. Soc., 1938, v. 4, p. 678.
24. Carmi G.—J. Math. Phys., 1968, v. 9, p. 2120.
25. Carpley D.—Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 18, p. 3126.
26. Норман Г. Э., Старостин А. Н.—ТВТ, 1970, т. 8, с. 413.
27. Baas M., Hansen J. P.—Phys. Rept., 1980, v. 59, p. 1.
28. Храпак А. Г., Якубов И. Т.—ЖЭТФ, 1971, т. 32, с. 514.
29. Ландау Л. Д., Зельдович Я. Б.—ЖЭТФ, 1944, т. 14, с. 32.
30. Киржниц Д. А.—УФН, 1976, т. 119, с. 357.
31. Долгов О. В., Максимов Е. Г.—УФН, 1981, т. 135, с. 441.
32. Кикоин И. К. и др.—ЖЭТФ, 1966, т. 49, с. 124.
33. Фортвов В. Е., Дремин А. Н., Леонтьев А. А.—ТВТ, 1975, т. 13, с. 1072.
34. Альтшулер Л. В. и др.—ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 741.
35. Shaner J. W., Gathers G. R.—High Pressure Science and Technology/Ed. K. D. Timmerhaus, M. S. Barber.—N.Y.: Plenum Press, 1979.—V. 2, p. 847.
36. Franz G., et al.—In: Proc. of 4th Intern. Conference on Liquid and Amorphous Metals.—Grenoble, 1980.
37. Фортвов В. Е. Модели уравнений состояния вещества.—Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1979.
38. Алексеев В. А., Ovcharenko V. G., Ryzhkov Yu. F.—J. de Phys. 1980, t. 41, Nr. 8, suppl. C8-89.
39. Ликальтер А. А.—ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 240.
40. Красников Ю. Г.—ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 516.
41. Грязнов В. К. и др.—ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 573.
42. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л.—Числ. методы мех. сплош. среды, 1973, т. 4, с. 166.
43. Беспалов В. Е., Грязнов В. К., Дремин А. Н., Фортвов В. Е.—ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 2059.
44. Hansen J. P.—In: Strongly Coupled Plasmas/Ed. G. Kalman.—N.Y.—Plenum, 1978.—P. 119.
45. De Witt H. E.—Ibid.—P. 83.
46. Фортвов В. Е. и др.—ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 225.
47. Минцев В. В., Фортвов В. Е.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 401.
48. Carnahan N. F., Starling K. E.—J. Chem. Phys., 1969, v. 51, p. 632.
49. Фортвов В. Е., Дремин А. Н., Леонтьев А. А., Першин С. В.—Письма ЖЭТФ, 1974, с. 20, с. 30.
50. Глушак Б. А., Жерноклётов М. В., Зубарев В. Н.—В кн. Доклады I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям.—М.: Наука, 1974.—С. 87.
51. Bushman A. V., Fortov V. E., Ni A. L.—In: 8th Intern. Colloquium on Gas-Dynamics of Explosions and Reactive Systems: Abstracts.—Minsk, 1981.—P. 156.
52. Зеленер Б. В.—ТВТ, 1977, т. 15, с. 893.
53. Ермохин Н. В. и др.—ТВТ, 1971, т. 9, с. 665.
54. Alekseev V. A. et al.—High Temperature-High Pressure, 1975, v. 7, p. 676.
55. Renkert H., Hensel F., Frank E. U.—Ber. Bunsenges, phys. Chem., 1971, Bd. 75, S.K. 507.
56. Сеченов В. А., Сон Э. Е., Щекотов О. Е.—Письма ЖТФ, 1975, т. I, с. 891.
57. Лагарьков А. Н., Якубов И. Т.—В кн. Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.—М.: Атомиздат, 1980.—Вып. 7, с. 75.
58. Алексеев В. А., Веденов А. А.—УФН, 1970, т. 102, с. 665.
59. Смирнов Б. М.—ДАН СССР, 1970, т. 195, с. 75.
60. Храпак А. Г.—ТВТ, 1979, т. 17, с. 1147.
61. Кулик П. П., Норман Г. Э., Полак Л. С.—Хим. выс. энергий, 1975, т. 10, с. 203.
62. Iermohin N. V., Kovalev B. M., Kulik P. P.—In: XII Intern. Conference on Phenomena in Ionised Gases; Contrib. Papers. Eindhoven. N.Y.: American Elsevier., 1975.—P. 184.
63. Грязнов В. К., Гудев Г. Л., Фортвов В. Е.—ТВТ, 1980, т. 18, с. 733.
64. Якубов И. Т.—В кн. Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.—М.: Атомиздат, 1974.—Вып. 1, с. 120.
65. Храпак А. Г., Якубов И. Т.—ТВТ, 1971, т. 9, с. 1139.
66. Hensel F., Frank E. U.—Rev. Mod. Phys., 1968, v. 40, p. 697.
67. Кикоин И. К., Сенченков А. П.—ФММ, 1967, т. 24, с. 843.
68. Uchtmann H., Hensel F.—Phys. Lett. Ser. A, 1975, v. 53, p. 239.
69. Лагарьков А. Н., Сарычев А. К.—ТВТ, 1978, т. 16, с. 953.
70. Ликальтер А. А.—ТВТ, 1978, т. 16, с. 1169; 1981, т. 19, с. 746.
71. Якубов И. Т.—ДАН СССР, 1979, т. 247, с. 841.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плазма при высоких давлениях является одним из наиболее быстро развивающихся разделов физики плазмы. К настоящему времени в области, доступной для статических экспериментов ($T \lesssim 3000$ К), уже сложились устойчивые представления о термодинамике и электропроводности (но не об оптических свойствах!). Но систематические исследования, по-видимому, еще ждут того мощного толчка, который, как и в других областях физики плазмы, должен генерироваться требованиями приложений. В области очень высоких давлений ($p \gtrsim k$ бар), доступной лишь для динамических экспериментов, выполнены еще только пионерские работы. Интерес к этой области в последние годы резко возрастает.

Теория, которой в области сильной неидеальности трудно далеко оторваться от эксперимента, добилась, тем не менее, определенных успехов. Они лежали на пути новых квазичастичных построений для электронов, атомов и ионов. Это дает основу для проведения машинного моделирования состояния неидеальной плазмы.

Можно сказать, что исследования оптических свойств еще отстают, хотя в последние годы наметился прогресс. Исследования динамики и устойчивости неидеальной плазмы еще только начинаются. Здесь можно твердо надеяться на новые интересные эффекты.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Институт химической физики
АН СССР
Институт высоких температур
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П.— УФН, 1973, т. 119, с. 401.
2. Грязнов В. К. и др. Теплофизические свойства рабочих сред ядерной энергетической установки с газофазным реактором.— М.: Атомиздат, 1980.
3. Биберман Л. М., Ликальтер А. А., Якубов И. Т.— ТВТ, 1982, т. 20, с. 565.
4. Алексеев В. А., Веденов А. А., Краситская Л. С., Старостин А. Н.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 591.
5. Фортон В. Е. Динамические методы в физике плазмы.— Черноголовка: ИХФ АН СССР; УФН, 1982, т. 138, с. 361.
6. Физика высоких плотностей энергии/Под ред. П. Кардирона, Ц. Кноффеля.— М.: Мир, 1974.
7. Ragan C. E. et al.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 2860.
8. Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле.— М.: Мир, 1979.
9. Кудрин Л. П. Статистическая физика плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.
10. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы/Под ред. Л. С. Полака.— М.: Наука, 1971.
11. Алексеев В. А., Андреев А. А., Садовский М. В.— УФН, 1980, т. 132, с. 47.
12. Храпак А. Г., Якубов И. Т. Электроны в плотных газах и плазме.— М.: Наука, 1981.
13. Зеленер Б. В., Норман Г. Э., Филинов В. С. Метод Монте-Карло в статистической физике.— М.: Наука, 1976.
14. Ross R. G., Greenwood D. A.— Prog. Meter. Sci., 1971, v. 14, p. 173.
15. Alekseev V. A., Ovcharenko V. G., Ryzhkov Yu. F.— J. de Phys., 1980, t. 41, Nr. 8, suppl. C8-82.
16. Кунавин А. Г. и др.— ТВТ, 1973, т. 11, с. 261.
17. Исаков И. М., Ломакин Б. Н.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 262.
18. Ломакин Б. Н., Фортон В. Е.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 42.
19. Бушман В. В. и др.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1624.
20. Дихтер И. Я., Зейгарник В. А.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 471.
21. Germokhin N. V. et al., J. de Phys., 1978, t. 39, Nr. 5, suppl. C1-200.
22. Ломакин Б. Н., Лопатин А. Д.— ТВТ, 1983, т. 21, № 1.

72. Лагарьков А. Н., Сарычев А. К.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 641.
73. Лагарьков А. Н., Сарычев А. К.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 903.
74. Алексеев В. А. и др.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 351.
75. Bolshov L. I., Starostin A. N.— In: X Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases: Contributed papers.— Oxford, 1971.— Paper N 4.2.2.4.
76. Herrmann A. et al.— J. Chem. Phys., 1978, v. 68, p. 2327.
77. Лагарьков А. Н., Сарычев А. К.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 429.
78. Neal F. E., Cusack N. E.— J. Phys. Ser. F, 1979, v. 9, p. 85.
79. Pfeifer H. P., Freyland W. F., Hensel F.— Phys. Lett. Ser. A, 1973, v. 43, p. 111.
80. Хомкин А. Л.— ТВТ, 1974, т. 12, с. 870.
81. Bernstein J. B.— Phys. Fluids, 1969, t. 12, p. 64.
82. Could H., Bewitt H. E.— Phys. Rev., 1967, v. 155, p. 68.
- Williams R. H., Dewitt H. E.— Phys. Fluids, 1969, v. 12, p. 2326.
83. Rogers F. J., Dewitt H. E., Boersker D. B.— Phys. Lett. Ser. A, 1981, v. 82, p. 31.
84. Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория неидеальных газов и плазмы.— М.: Наука, 1975.
85. Rorke G., Ebeling W., Kraeft W. D.— Physica Ser. A, 1980, v. 101, p. 243.
86. Хомкин А. Л.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 37.
87. Каклюгин А. С., Норман Г. Э.— ТВТ, 1973, т. 11, с. 238.
88. Воробьев В. С., Хомкин А. Л.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 885.
89. Бакеев А. А., Ровинский Р. Е.— ТВТ, 1979, т. 8, с. 1121.
90. Porovic M. M., Porovic S. S., Vucovic S. M.— Fizika, 1974, v. 6, p. 29.
91. Radtke R., Günter K.— Beitr. Plasmaphys., 1975, Bd. 15, S. 299.
92. Каченко Б. Е. и др.— Физ. горения и взрыва, 1976, № 5, с. 763.
93. Иванов Ю. В. и др.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 216.
94. Alekseev V. A. et al.— J. de Phys., 1978, t. 40, Nr. 8, suppl. C8-91.
95. Минцев В. Б., Форттов В. Е., Грязнов В. К.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 116.
96. Ермохин Н. В. и др.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 695.
97. Митин Р. В. и др.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 706.
98. Огурцова П. П. и др.— ТВТ, 1974, т. 12, с. 680.
99. Андреев С. И., Гаврилова Т. В.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 176.
100. Грязнов В. К., Иванов Ю. В., Старостин А. Н., Форттов В. Е.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 643.
101. Baus M., Hansen J. P., Siogren L.— Phys. Lett. Ser. A, 1981, v. 82, p. 180.
102. Рогов В. С.— ТВТ, 1970, т. 8, с. 689.
103. Климонтович Ю. Л., Эбелинг В.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 905, Klimontovich Yu. L., Kremr D.— Physica Ser. A, 1982, v. 41, p. 412.
104. Маев С. А.— ЖТФ, 1970, т. 40, с. 567.
105. Биберман Л. М., Норман Г. Э.— УФН, 1967, т. 91, с. 193.
106. Hensel F.— Ber. Bungenes. phys. Chem., 1971, Bd. 76, S. 847.
107. Hensel F.— Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 31, p. 88.
108. Ikezi H. et al.— Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 18, p. 2494.
109. Hensel F.— In Proc. of VIII Symposium on Thermophysical Properties, June 1981.— Gaithersburg, USA.
110. Popielawski J., Uchtmann H., Hensel F.— Ber. Bunsenges., phys. Chem., 1979, Bd. 83, S. 123.
111. Bhatt R. N., Rice T. M.— Phys. Rev. Ser. B, 1979, v. 20, p. 466.
112. Uchtmann H., Hensel F.— Phys. Mag. Ser. B, 1980, v. 42, p. 583.
113. Андреев С. И., Гаврилова Т. В., Гаврилов В. Е.— В кн. Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы.— Киев, 1975.— Т. 1, с. 16.
114. Андреев С. И.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 1010.
115. Батенин В. М., Минаев В. П.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 647.
116. Беспалов В. Е., Грязнов В. К., Форттов В. Е.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 140.
117. Кобзев Г. А., Куриленков Ю. К., Норман Г. Э.— ТВТ, 1977, т. 15, с. 193.
118. Schluter D.— Zs. Phys., 1968, Bd. 210, S. 80.
119. Кобзев Г. А., Куриленков Ю. К.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 458.
120. Куриленков Ю. К., Минаев В. П.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 563.
121. Лисица В. С.— УФН, 1977, т. 122, с. 449.
122. Shore B. W.— J. Phys. Ser. B, 1975, v. 8, p. 2023.

123. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме.— М.: Мир, 1971.
124. Хёне Ф. Э., Циммерман Р.,— ТВТ, 1982, т. 20.
125. Ткаченко Б. К. и др.— В кн. Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по динамике излучающего газа.— М.: 1980.
126. Radtke R., Günter K.— In: XV Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Contrib. papers.— Minsk, 1981,— P. 1, p. 353.
127. Gavrilov V. E., Gavrilova T. V.— Ibid.— P. 339.
128. Sechenov V. A.— Ibid., P. 357.
129. Грим Г. Спектроскопия плазмы.— М.: Атомиздат, 1969.
130. Якубов И. Т.— Beitr. Plasmaphysik, 1977, Bd. 17, S. 221.
131. Руткевич И. М., Синкевич О. А.— ТВТ, 1980, т. 18, с. 27.
132. Атражев В. М., Якубов И. Т.— ТВТ, 1980, т. 18, с. 16.
133. Барольский С. Г. и др.— ТВТ, 1976, т. 14, с. 702.
134. Кобзев Г. А., Куриленков Ю. К.— ТВТ, 1978, т. 16, с. 458.
135. Щелкин К. И.— В кн. Механика в СССР за 50 лет.— М.: Наука, 1967.— С. 343.
136. Павлов Г. А., Фортвов В. Е., Овчинников А. А.— ДАН СССР, 1980, т. 251, с. 1085.
137. Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Худяев С. Н.— Ibid., 1965, т. 163, с. 133.
138. Павлов Г. А., Овчинников А. А.— ТВТ, 1981.
139. Фортвов В. Е.— ТВТ, 1972, т. 10, с. 168.
140. Ногие У.— J. Phys. and Chem. Solids, 1967, v. 28, p. 1569.
141. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.
142. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.— Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1967.
143. Галин Г. Я.— ДАН СССР, 1958, т. 119, с. 1106; т. 120, с. 730.
144. Сидоренко А. Д.— Ibid., 1968, т. 178, с. 818.
145. Иванов А. Г., Новиков С. А.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1880.
146. Кутателадзе С. С., Борисов А. А., Накоряков В. Е.— ДАН СССР, 1980, т. 252, с. 595.
147. Дьяков С. П.— ЖЭТФ, 1959, т. 27, с. 288.
148. Иорданский С. В.— Прикл. математика и механика, 1957, т. 21, с. 465.
149. Канторович В. М.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1525.
150. Egrebeck J. J.— Phys. Fluids, 1962, v. 5, p. 1181; 1963, v. 6, p. 1368.
151. Swan G. W., Fowles G. R.— Phys. Fluids, 1975, v. 18, p. 28.
152. Забабахин Е. И., Симоненко В. А.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 1317.
153. Fowles G. R.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, p. 227.
154. Fortov V. E., Ni A. L., Sugak S. G.— Цит. в⁵¹ сб.— P. 163.
155. Фортвова Т. Н., Дремин А. Н., Фортвов В. Е. Числ. методы мех. сплошной среды, 1973, т. 4, с. 143.
156. Бобровский С. В., Гоголев В. М.— Физ. горения и взрыва 1967, т. 3, с. 594.
157. Киржниц Д. А.— УФН, 1971, т. 104, с. 489.
158. Фортвов В. Е.— ЖТФ, 1972, т. 11, с. 333.
159. Ломакин Б. Н., Фортвов В. Е., Щекотов О. Е.— ТВТ, т. 9, с. 628.
160. Griffiths R. W., Sandeman R. J., Hognung H. G.— J. Phys. Ser. D, 1976, v. 9, p. 1681.
161. Тумакаев Г. К.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 1239.
162. Спитцер Л. Физика полностью ионизованной плазмы.— М.: Мир, 1963.