

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ВИСМУТА ПРИ ЕЕ АДИАБАТИЧЕСКОМ РАСШИРЕНИИ

*С.В.Квятов, А.В.Бушман, М.И.Кулиш, И.В.Ломоносов,
А.Я.Полищук, А.Ю.Семенов, В.Я.Терновой, А.С.Филимонов,
В.Е.Фортов*

*Институт химической физики АН СССР
142432, Черноголовка*

Поступила в редакцию 21 февраля 1991 г.

Представлены результаты экспериментов по регистрации оптического излучения неидеальной плазмы висмута, возникающей при выходе мощной ударной волны на свободную поверхность. Проведено сопоставление наблюдаемой температуры с расчетом в рамках различных моделей плотной неидеальной плазмы.

Поведение плотной неидеальной плазмы металлов в сверхкритическом, промежуточном между твердым телом и идеальным газом диапазоне параметров, вызывает сейчас значительный интерес ввиду большой неопределенности

ленности теоретических предсказаний, вероятностью появления "плазменных" фазовых переходов и крайне ограниченными возможностями стационарного эксперимента, которому доступны лишь измерения свойств низкотемпературной плазмы ртути, цезия, рубидия¹. Выход за рамки статических экспериментов связан с генерацией экстремально высоких (более нескольких кДж/см³) плотностей энергии при сжатии и необратимом разогреве во фронте мощной ударной волны и последующем расширении ударноожжатого вещества в изоэнтропической волне разгрузки^{2,3}, что позволило выполнить измерения термодинамических величин, необходимых для конструирования широкодиапазонных уравнений состояния. Весьма любопытным с физической точки зрения является экспериментальное изучение оптических явлений, сопровождающих выход мощной ударной волны на свободную поверхность⁴, дающее интересную информацию об оптических свойствах, тесно связанных со структурой, составом и электронным энергетическим спектром расширяющейся плазмы.

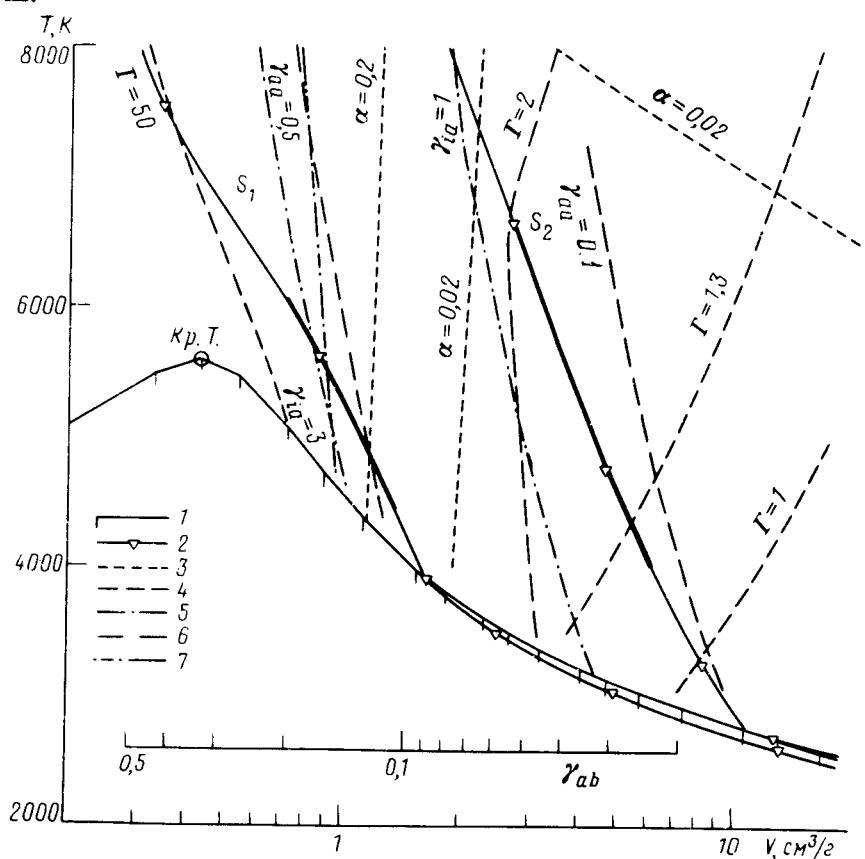


Рис. 1. $T - V$ -диаграмма висмута: 1 - граница двухфазной области; 2 - S_1, S_2 ; 3 - $\alpha = \text{const}$; 4 - $\Gamma = \text{const}$; 5 - $\gamma_{\text{ie}} = \text{const}$; 6 - $\gamma_{\text{ee}} = \text{const}$; 7 - $\epsilon / (kT) = 1$

В настоящем сообщении приводятся результаты первых экспериментов по фиксации излучения неидеальной плазмы висмута, возникающей при выходе мощной ударной волны с давлением в несколько миллионов атмосфер на свободную поверхность. Для возбуждения мощных ударных волн использовались взрывные кумулятивные метательные устройства, в которых разгон тонких (0,2; 0,1 мм) молибденовых лайнераов до скоростей 7,0; 8,3 км/с осуществлялся с использованием эффекта градиентной кумуляции². Удар этих лайнераов о мишени толщиной 0,16; 0,19 мм вызывает в висмуте генерацию ударных

волн с амплитудными давлениями 2,8; 3,6 Мбар, выход которых на свободную поверхность образца приводит к адиабатическому расширению плотной плазмы, оптическое излучение которой фиксировалось скоростными фотоприемниками (разрешение $\simeq 10\text{ нс}$, $\lambda = 700 \pm 5 \text{ нм}$), а динамика ее движения - скоростными электронно-оптическими преобразователями.

Реализованные в опытах состояния неидеальной плазмы изображены в переменных: температура (T) - объем (V) на рис. 1. Здесь наряду с границей двухфазной области по ⁶ (кривая 1) представлены изоэнтропы $S_1(P_H = 2,8 \text{ Мбар})$ и $S_2(P_H = 3,6 \text{ Мбар})$ с выделенными участками состояний, фиксируемых

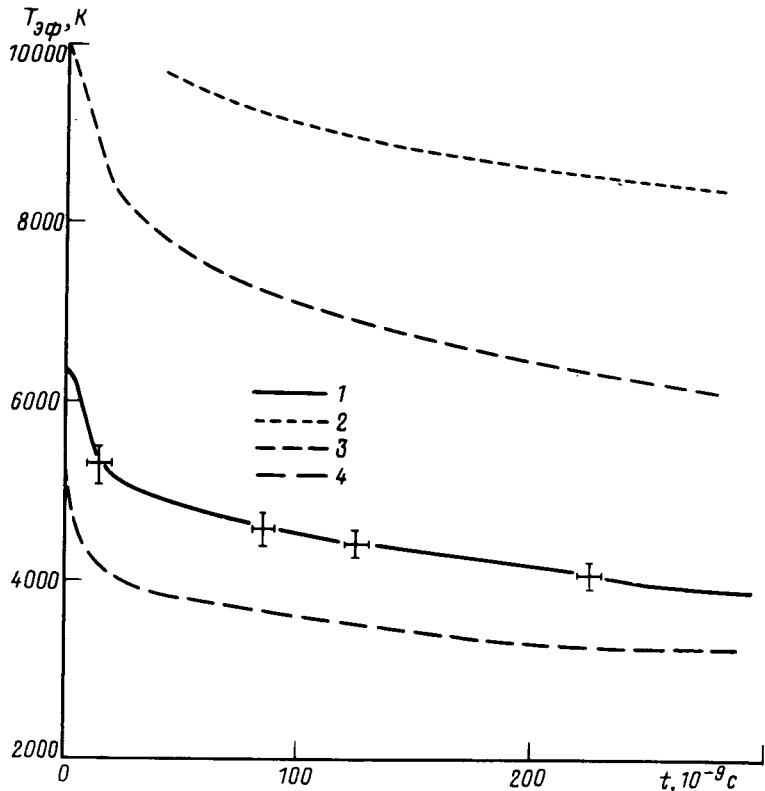


Рис. 2. Зависимость $T_{eff}(t)$ поверхности волны разгрузки $S_1(P_H = 2,8 \text{ Мбар})$: 1 - экспериментальные данные (крестами отмечена погрешность измерения); 2 - расчет по формуле Крамерса - Унзольда; 3 - расчет по ⁶ при учете лишь тормозного канала поглощения; 4 - расчет по ⁶ с учетом тормозного излучения и фотоионизации

в экспериментах. Кривые постоянной степени ионизации $\alpha = n_e/(n_i + n_a)$, степени кулоновской неидеальности $\Gamma = (8\pi n_e)^{1/2} e^3 / (kT)^{3/2}$ и интенсивности ион-атомного взаимодействия $\gamma_{ia} = (2\pi\alpha e^2 N) / (r_a kT) \simeq 1$ ($\alpha \simeq 50a_0^3$ - поляризуемость нейтралов, атомный радиус $r_a \simeq 3a_0 = 3h^2 / (m_e(2\pi e)^2)$) рассчитаны по модели плазмы, учитывающей эффекты вырождения, взаимодействия зарядов между собой и с нейтралами, а также собственных размеров атомов и ионов ⁶. Мы видим, что зафиксированные состояния в волнах адиабатической разгрузки соответствуют плотной низкотемпературной плазме с сильным кулоновским взаимодействием: $\Gamma \simeq 1,3 \div 30$ со сменой вида статистики вблизи кривой: $\epsilon_f/kT = (3n_e/\pi)^{2/3} h^2 / (8m_e kT) = 1$ и заметным поляризационным взаимодействием зарядов с нейтралами: $\gamma_{ia} \simeq 0,5 \div 3$. Ввиду близости реализованных в волне разгрузки состояний к кривой кипения, в этих условиях существенным является и взаимодействие нейтралов, описываемое параметрами Ван-дер-Ваальса a и b : $\gamma_{aa} = (Na)/(kT) \simeq 0,2 \div 1$, $\gamma_{ab} = 3Nb \simeq 0,03 \div 0,3$.

На полученных осцилограммах отмечается узкий (около 20 нс) пик излучения, вызванный ударно-сжатой плазмой, а затем относительно медленное уменьшение интенсивности излучения, связанное с охлаждением плазмы в центрированной волне разрежения. Интенсивность выходящего из расширяющейся плазмы оптического излучения определяется совместным решением гидродинамических уравнений и уравнения переноса излучения. Эти расчеты представлены на рис. 2, 3 и подтвердили оценки ⁴, согласно которым эффективно излучает слой плазмы, находящийся на расстоянии по пробегу оптического излучения от границы с вакуумом равном единице: $\int_0^z \kappa_\nu dx = 1$. Это условие позволяет по построенному ранее на основе эксперимента полуэмпирическому уравнению состояния ⁵ и измеренной в опытах зависимости $T_{eff}(t)$ судить об коэффициенте поглощения плазмы κ_ν . При этом ввиду чрезвычайно резкого (экспоненциального по T) характера зависимости κ_ν от параметров состояния, фиксируемые в опыте T_{eff} фактически определяются локальными значениями κ_ν , относящимися к этому эффективному излучающему слою.

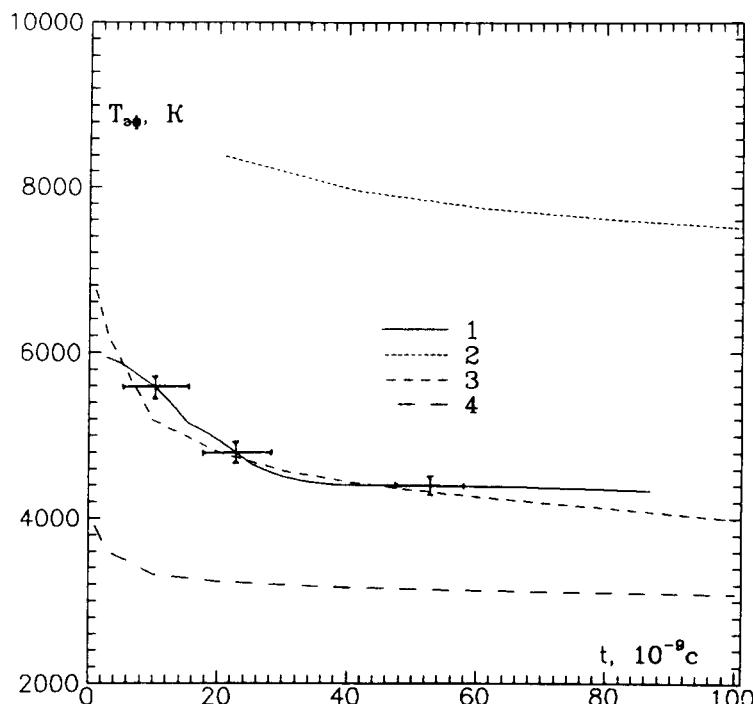


Рис. 3. Зависимость $T_{eff}(t)$ поверхности волны разгрузки $S_2(P_H = 3,6 \text{ Мбар})$. Обозначения - см. рис. 2

Сильное межчастичное взаимодействие, иллюстрируемое рис. 1, затрудняют последовательный теоретический анализ состава и оптических свойств такой плазмы и заставляют пользоваться упрощенными моделями. Кривая 2 (рис. 2,3) соответствует расчету κ_ν по формуле Крамерса - Унзольда ^{1,4} с учетом фотоионизации верхних возбужденных состояний и тормозного поглощения в

полях ионов и нейтралов для фиксированной степени ионизации плазмы $\alpha = 1$. Кривыми 3, 4 отмечены результаты вычисления коэффициента поглощения по водородоподобной модели атома висмута ⁶. Видно, что в области низких плотностей и малых неидеальностей S_2 (рис. 2) детальный учет процессов ионизации позволяет получить разумное соответствие эксперименту даже при весьма приближенном описании в κ_{ν} тормозных радиационных процессов (кривая 3 на рис. 2) и процессов фотоионизации (кривая 4 на рис. 2). Для адиабаты S_1 (рис. 3) плотность плазмы приблизительно на порядок больше, чем на S_2 , что ухудшает согласие опыта с простейшими моделями, свидетельствуя, в частности, о меньшем вкладе процессов фотоионизации в сжатой плазме. Возможно, как и в ⁷, здесь реализуется эффект "просветления" плазмы, вызванный переходом в непрерывный спектр части высоколежащих энергетических уровней с ростом плотности плазмы.

Литература

1. Фортов В.Е., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы, 1984, Черноголовка: ОИХФ АН СССР.
 2. Глушак Б.Л., Жарков А.П., Жерноклетов М.В. и др. ЖЭТФ, 1989, 95, 1301.
 3. Агеев В.Г., Бушман А.В., Кулиш М.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 608.
 4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. ЖЭТФ, 1958, 35, 1402.
 5. Bushman A.V., Fortov V.E. Sov. Tech. Rev. Ser. B, Therm. Phys., 1987, 1, 219.
 6. Ebeling W. et al. Thermophysical properties of hot dense Plasma, 1990, Leipzig: Teubner texte zur Physik.
 7. Fortov V.E., Bespalov V.E., Kulish M.I., Kuz S.I. In Strongly Coupled Plasma Physics, ed. by Ichimaru S., Elsevier Science Publishers B.V. Yamada Science Foundation, 1990, p. 571.
-