



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, Исследование уравнения состояния неидеальной цезиевой плазмы динамическим методом, *Докл. АН СССР*, 1972, том 206, номер 3, 576–579

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.172

17 января 2025 г., 21:32:55



Б. Н. ЛОМАКИН, В. Е. ФОРТОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ НЕИДЕАЛЬНОЙ ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЫ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

(Представлено академиком Г. И. Петровым 21 II 1972)

Трудности теоретического изучения плазмы с сильным межчастичным взаимодействием (неидеальная плазма) выдвигают на первый план экспериментальные и, в первую очередь, динамические методы исследования, основанные на сжатии и необратимом разогреве вещества во фронте ударной волны. Преимущество этих методов для сред с ограниченными возможностями диагностики состоит в использовании устанавливаемой законами сохранения на фронте разрыва связи между кинематическими параметрами распространения ударной волны и термодинамическими свойствами ударно-сжатой среды. Малый потенциал ионизации, достаточно высокое давление насыщения и большой молекулярный вес определяют выбор цезия в качестве объекта исследования при изучении уравнения состояния неидеальной плазмы динамическими методами.

В настоящих экспериментах сильно неидеальная бoльцмановская плазма создавалась в заполняемой парами цезия ударной трубе специальной конструкции, позволяющей термостатировать установку при высоких (до 700°C) температурах, необходимых для получения достаточно большой плотности цезиевых паров (^{1, 2}). По аналогии с экспериментами по динамическому сжатию конденсированных сред (³), для построения уравнения состояния неидеальной цезиевой плазмы были использованы результаты измерений механических величин. Как известно, для термодинамического описания состояния ударного сжатия достаточно измерения двух из пяти параметров, входящих в законы сохранения на ударном разрыве. В частности, таким образом в каждом отдельном эксперименте определяется энтальпия H , давление P и удельный объем V ударно сжатой среды. Проводя измерения при различных начальных условиях и интенсивностях ударных волн, можно получить уравнение состояния в калорическом виде $H = H(P, V)$ в области $(P - V)$ -плоскости, перекрытой адиабатами Гюгонио. Дополнительное расширение доступной для динамического эксперимента области параметров осуществлялось путем регистрации состояний, возникающих за фронтом отраженной ударной волны, что позволило достигнуть значительно большей плазменной неидеальности.

Проведенный анализ (¹) показал, что при исследовании уравнения состояния сильносжимаемых (газовых) сред динамическими методами в качестве измеряемых параметров целесообразно выбрать скорость фронта ударной волны D и плотность ударно сжатой среды $\rho = V^{-1}$. Первый из этих параметров определялся базисным методом с использованием световых сигналов от ударной волны. Плотность плазмы ρ измерялась по поглощению рентгеновского излучения; начальные состояния цезиевых паров перед фронтом ударной волны определялись по измерению их давления P_0 и температуры (^{1, 4}). Эксперименты проводились при $P_0 = 0,15 - 0,5$ бар и $D = 1,4 - 2,1$ км/сек, что позволило определить калорическое уравнение состояния $H = H(P, V)$ в широкой области фазовой диаграммы.

Оптическая непрозрачность паров Cs перед ударным разрывом и ударно-сжатой плазмы не позволяют измерить ее температуру оптическими методами. Следуя идее Я. Б. Зельдовича ⁽⁵⁾, температура за фронтом ударной волны была определена путем численного интегрирования дифференциального уравнения

$$\left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_P \frac{\partial T}{\partial P} - \left[\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_V - V\right] \frac{\partial T}{\partial V} = T, \quad (1)$$

выражающего второе начало термодинамики. Характеристиками уравнения (1) являются изэнтропы

$$\frac{dP}{dV} = - \frac{(\partial H / \partial V)_P}{(\partial H / \partial P)_V - V} = f_1, \quad (2)$$

$$\frac{dT}{dV} = - \frac{T}{(\partial H / \partial P)_V - V} = f_2. \quad (3)$$

Необходимое для вычисления $f_1(P, V)$, $f_2(P, V)$ в (2), (3) уравнение состояния $H = H(P, V)$ строилось по полученным экспериментальным данным в виде ⁽⁶⁾

$$H(P, V) = \sum_{k+l \leq q} \sum h_{kl} V^k P^l. \quad (4)$$

Начальные данные для системы (2), (3) $T' = T'(P')$ рассчитывались в идеально-газовом приближении ⁽⁷⁾ в области параметров, где эффекты

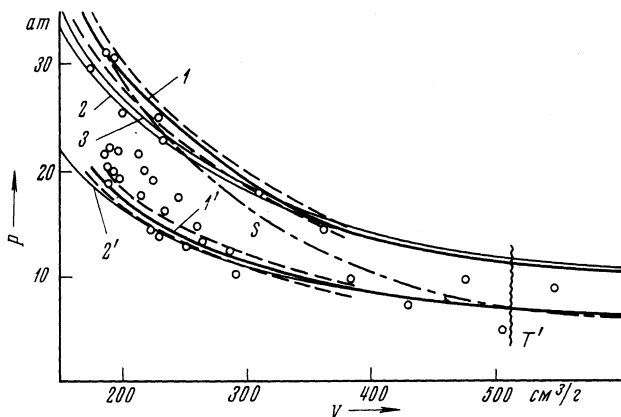


Рис. 1. Состояния за фронтом падающей ударной волны. Изотермы: 1, 2, 3 — $T = 7 \cdot 10^3$ °К; 1', 2' — $T = 5 \cdot 10^3$ °К. Пунктиром показана полоса ошибок для изотерм, волнистой линией — область задания начальных данных для вычисления температуры, кружками показаны экспериментальные точки; S — кривая постоянной энтропии

неидеальности малы и принятые методы расчета ⁽⁷⁾ уравнения состояния дают надежные, совпадающие с экспериментом результаты.

Оценка точности определения температуры неидеальной плазмы по (2), (3), (4) в зависимости от экспериментальных погрешностей и ошибок в начальных данных производилась методом Монте-Карло путем моделирования на вычислительной машине вероятностной структуры процесса измерения ⁽⁶⁾.

Полученные в экспериментах с падающей ударной волной экспериментальные точки представлены на рис. 1, где, кроме того, изображены построенные по данной методике изотермы (кривые 1, 1') с указанием полосы ожидаемых погрешностей. Там же для сравнения нанесены изотермы, рассчитанные в идеально-газовом приближении с ограничением статистической суммы атома Q_{Cs} на среднем межчастичном расстоянии ⁽⁷⁾ (кривые 2, 2'), а также с использованием для Q_{Cs} сходящегося квантово-

механического выражения ⁽⁸⁾ (кривая β). Приведенные результаты свидетельствуют о том, что давление на изотерме неидеальной частично ионизованной плазмы превосходит давление, вычисленное в идеально-газовом приближении.

Анализ изотерм и кривых постоянной энтальпии позволил сделать вывод, что в сильно неидеальной частично ионизованной плазме происходит, по-видимому, сильное уменьшение вклада дискретного спектра в уравнение состояния, тогда как взаимодействие свободных зарядов в меньшей

степени влияет на термодинамические функции и уравнение ионизационного равновесия. Отметим, что указанный эффект проявляется только в области неполной ионизации, но при достаточно высоких температурах, когда при вычислении статистической суммы значителен вклад возбужденных состояний.

Анализ модельных уравнений состояний неидеальной плазмы показывает ⁽¹⁰⁾, что сильное межчастичное взаимодействие может привести к потере термодинамической устойчивости и расслоению рассматриваемой системы на фазы различной плотности. Однако в условиях сильной неидеальности такой анализ страдает большой неопределенностью результатов, является сугубо качественным и остро нуждается в экспериментальной проверке. С этой точки зрения цезий — удобный объект исследования,

так как (ввиду малого потенциала ионизации) эффекты термодинамической неустойчивости должны проявляться в цезиевой плазме при относительно невысоких параметрах ⁽¹⁰⁾.

В проведенных экспериментах по динамическому сжатию плотных цезиевых паров для регистрации фазового перехода были использованы изэнтропы, построенные путем интегрирования (2) с использованием всей совокупности экспериментальных данных при построении уравнения состояния (4). В этом случае наличие фазового перехода определяется по излому изэнтропы на фазовой границе ⁽⁹⁾:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S - \left(\frac{\partial V_c}{\partial P}\right)_S = \left[\sqrt{\frac{T}{C_{P_1}}} \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_P - \sqrt{\frac{C_{P_1}}{T}} \frac{dT}{dP} \right]^2 \quad (5)$$

На рис. 1, 2 приведены рассчитанные по полученным экспериментальным данным кривые постоянной энтальпии S для состояний за фронтом падающей и отраженной ударных волн. Отсутствие изломов изэнтроп в PV -плоскости указывает на отсутствие в исследованном диапазоне параметров плазменной конденсации с заметной теплотой перехода и значительным изменением объема. Заметим, что достигнутые в отраженной ударной волне состояния находятся близко к границе абсолютной термодинамической неустойчивости C (спинодали), построенной по дебаевской теории. Наклоны изэнтроп на рис. 2 близки к величинам, вычисленным в идеально-газовом приближении; мало вероятно поэтому, что состояния в отраженной ударной волне соответствуют двухфазной области. В проведенных экспериментах, кроме того, не было зарегистрировано качественных гидродинамических эффектов, связанных с аномалией термодинамических функций ⁽⁹⁾.

Московский физико-технический институт
Долгопрудный Моск. обл.

Поступило
15 II 1972

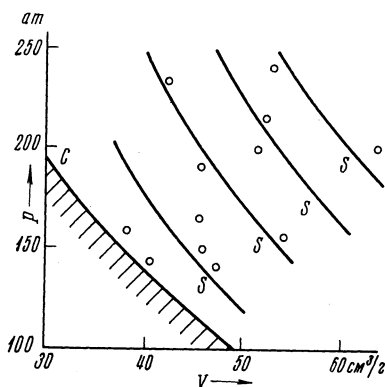


Рис. 2. Состояния за фронтом отраженной ударной волны. Обозначения такие же, как на рис. 1. C — спинодаль $(\partial P / \partial V)_T = 0$, построенная по дебаевской теории

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, Ю. Г. Красников, *Теплотехнические проблемы прямого преобразования энергии*, в. 3, Киев, 1972. ² Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, О. Е. Щекотов, *Теплофиз. высоких температур*, 8, 154 (1970). ³ Л. В. Альтшулер, *УФН*, 85, 197 (1965). ⁴ Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, *Теплофиз. высоких температур*, 9, в. 6 (1971). ⁵ Я. Б. Зельдович, *Журн. эксп. и теоретич. физ.*, 32, 1577 (1957). ⁶ В. Е. Фортов, Ю. Г. Красников, *Журн. эксп. и теоретич. физ.*, 59, 1655 (1970). ⁷ В. Е. Фортов, Б. Н. Ломакин, Ю. Г. Красников, *Теплофиз. высоких температур*, 9, 869 (1971). ⁸ Б. А. Трубников, В. Ф. Елесин, *Журн. эксп. и теоретич. физ.*, 47, 1279 (1964). ⁹ В. Е. Фортов, *Теплофиз. высоких температур*, 10, в. 1 (1972). ¹⁰ Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, *Теплофиз. высоких температур*, 8, 413 (1970).