

О ПЕРЕХОДЕ ВОДОРОДА В МЕТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ В ВОЛНЕ СЖАТИЯ, ИНИЦИИРОВАННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

С. И. Анисимов

Теоретические расчеты показывают (см., например, [1 - 4]), что под давлением в несколько мегабар молекулярный твердый водород должен переходить в металлическое состояние. В ряде работ изучены термодинамические свойства молекулярной [1, 2] и металлической [3, 4] фаз и оценено давление перехода. Ниже будет показано, что необходимые для перехода давления могут быть достигнуты при облучении водородной мишени лазерным импульсом специальной формы; будет определена форма импульса и оценены параметры импульса и мишени.

Высокую степень сжатия при относительно малом повышении температуры можно получить, если сжимать вещество адиабатически, не допуская образования сильных ударных волн. В работе [5] обсуждалась возможность осуществления при лазерном облучении режима сжатия, близкого к адиабатическому, со степенью сжатия $n/n_0 \sim 10^4$ для получения термоядерной реакции с положительным энергетическим выходом. В нашем случае необходимая степень сжатия порядка десяти, поэтому отпадает ряд сложных проблем, рассматривавшихся в [5]; в частности, нет необходимости в сферически симметричном сжатии и достаточными оказываются интенсивности излучения, получаемые от существующих в настоящее время лазеров.

Для получения адиабатического сжатия при лазерном облучении в [5] было использовано то обстоятельство, что инициированная лазерным импульсом тепловая волна при дозвуковом режиме распространения (так называемая волна второго рода, см [6]) действует подобно поршню, создавая впереди себя волну сжатия. Закон движения поршня определяется из требования, чтобы разрыв в волне сжатия возникал не раньше некоторого заданного момента времени. Полное решение задачи об оптимальном режиме сжатия требует, конечно, численных расчетов, аналогичных тем, которые проводились в [5]. Такие расчеты достаточно трудоемки, а их реальная точность невысока, поскольку плохо известно уравнение состояния водорода и коэффициент поглоще-

ния света при высоких интенсивностях. В связи с этим имеет смысл сделать простой аналитический расчет, заменив тепловую волну поршнем и определив из условия адиабатичности течения уравнение движения поршня и закон подвода энергии. Для расчета необходимо знать уравнение адиабаты молекулярного водорода. Чтобы его написать, заметим, что в дебаевской модели энтропия зависит от отношения T/θ и поэтому уравнение адиабаты имеет вид $T = \text{const} \cdot \theta(\rho)$ (при нулевом давлении $\theta_0 = 108^\circ\text{K}$, $\rho_0 = 0,089 \text{ г/см}^3$). Чтобы при сжатии избежать заметного разогрева, следует выбрать начальную температуру много меньше θ_0 . Тогда, как легко видеть, тепловой вклад в давление при адиабатическом процессе будет оставаться малым, $P_T \sim (T_0/\theta_0)^4$, и адиабату допустимо заменить кривой холодного сжатия. Уравнение последней возьмем из [2] и аппроксимируем для удобства вычислений степенной функцией. В интервале давлений от нескольких килобар до 5 Мбар приближенную формулу можно записать в виде $P = \alpha \rho^\gamma$; $\gamma = 3$; $\alpha = 3,3 \cdot 10^6$ (давление в барах, плотность в г/см^3).

Можно показать, что газодинамическая задача о неоднородном адиабатическом сжатии под действием поршня имеет простое автомодельное решение. Мы не будем здесь его выписывать, а приведем результаты основанного на нем расчета. Рассмотрим наиболее удобное с точки зрения постановки эксперимента плоское сжатие и потребуем, чтобы ударная волна не образовывалась до прохождения поршнем расстояния x_0 . Это приводит к закону движения поршня

$$x = x_0(1 + r - 2\sqrt{r}), \quad r = 1 - \frac{c_0 t}{x_0},$$

c_0 — начальная скорость звука¹⁾. Приравнявая мощность, расходуемую на сжатие, потоку энергии, поступающей от лазера, получаем необходимую форму импульса

$$q(t) = \rho_0 c_0^3 r^{-2} (1 - \sqrt{r}).$$

Полная энергия (на единицу площади), затраченная на сжатие к моменту времени t_m , равна

$$Q = \frac{1}{3} \rho_0 c_0^2 x_0 r_m^{-1}, \quad r_m = 1 - \frac{c_0 t_m}{x_0}.$$

Значение r_m , а вместе с ним максимальную интенсивность и необходимую энергию определим из условия, чтобы к концу сжатия давление в слое толщиной δ превышало давление перехода p^* . Это условие дает связь между r_m и x_0 ; выбирая x_0 из условия минимума Q , получаем

$$r_m = 0,5 \alpha^{-2}; \quad x_0 = 2,5 \alpha \delta; \quad Q = 5 \delta p^*,$$

¹⁾ Можно показать, что при сферическом и цилиндрическом сжатии законы движения поршня должны быть, соответственно $r \sim r^{1/\gamma}$ и $r \sim r^{2/(3\gamma-1)}$.

где α — степень сжатия. Величина δ определяется условиями эксперимента. Для получения численной оценки положим $\delta = 0,1$ мм и примем для давления перехода явно завышенное значение $p^* = 5$ Мбар. Тогда получаем

$$q_{\text{max}} = 3 \cdot 10^{13} \text{ ст/см}^2; \quad Q = 2,5 \cdot 10^4 \text{ дж/см}^2.$$

Чтобы сжатие можно было считать одномерным, размер облучаемой площадки должен быть порядка λ_0 . Учитывая это, получаем, что энергия лазерного импульса (без учета отражения и других потерь) должна быть примерно 2 кдж.

Появление металлической фазы в сжатом веществе можно, в принципе, обнаружить, регистрируя отражение света от фронта волны сжатия (через слой несжатого вещества).

Некоторую трудность представляет надежная оценка температуры, поскольку при нашем подходе совсем не рассматривается передача энергии теплопроводностью. Оценка снизу следует, очевидно, из уравнения адиабаты; используя зависимость $\theta(\rho)$ из [2], получаем

$$T = 300 T_0 e^{-4,7/\alpha}.$$

Институт теоретической физики
им. П.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 октября 1972 г.

Литература

- [1] А.А.Абрикосов. Астрон. ж., 31, 112, 1954.
- [2] В.П.Трубицын. ФТТ, 7, 3363, 1965; 8, 862, 1966.
- [3] Е.Ф.Бровман, Ю.Каган, А.Холас. ЖЭТФ, 62, 1492, 1972.
- [4] T.Schneider. Helv. Phys. Acta, 42, 957, 1969.
- [5] J.Nuckolls, L.Wood, A.Thiessen, G.Zimmerman. VII Internat Quantum Electron. Conf., Montreal, May 1972.
- [6] R.Marshak. Phys. Fluids, 1, 24, 1958; П.П.Волосевич, С.П.Курдюмов, Л.Н.Бусурина, В.Л.Крус. Журн. вычисл. мат. и матем. физ., 3, 149, 1963; С.И.Анисимов. Письма в ЖЭТФ, 12, 414, 1970.