

О ШИРИНЕ ФРОНТА ВОЛН СЖАТИЯ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

В.М.Галицкий

В гидродинамическом приближении с учетом вязкости рассмотрено поведение удельного объема и других макроскопических величин в переходном слое ударной волны в ядерном веществе. Показано, что переходной слой сильно растянут в сторону падающего потока.

В ряде работ, опубликованных в последнее время [1, 2], рассматривается распространение ударных волн в ядрах. Первая группа работ [1] основана на гидродинамическом подходе, тогда как вторая [2] использует те или иные модификации каскадной модели. При этом профили плотности вещества, рассчитываемые в каскадной модели, оказываются отличными от разрывных решений в гидродинамике, что ставит под сомнение применимость последней. Разумеется, гидродинамическое приближение выполняется для реальных ядер лишь по порядку величины, однако приводящее к разрывным решениям приближение идеальной жидкости требует выполнения еще более жестких критериев.

В настоящей работе мы рассмотрим ширину фронта ударной волны в гидродинамике с учетом вязкости и теплопроводности вещества. Существенным обстоятельством здесь является то, что температура жидкости при удалении от фронта в сторону налетающего потока стремится к нулю. Как известно [3], коэффициент вязкости при этом растет пропорционально T^{-2} , а коэффициент теплопроводности – пропорционально T^{-1} . Отсюда видно, что отклонения от идеальности в этой области велики, причем особенно важен учет вязкости. Для простоты будет рассмотрен случай волн малой интенсивности подобно тому, как это сделано в [4].

Сохранение плотности потока импульса и энергии приводят к уравнениям (в системе стационарного течения):

$$P + j^2 V - j \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{dV}{dx} = j V_0, \quad (1)$$

$$w + \frac{j^2 V^2}{2} - j \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) V \frac{dV}{dx} = w_0 + \frac{j^2 V_0^2}{2} \quad (2)$$

(P — давление, V и w — объем и тепловая функция единицы массы, j — поток массы; индексом "0" обозначены значения величин в налетающем потоке). Внутреннюю энергию единицы массы запишем в виде

$$\epsilon = \epsilon_k + \epsilon_T, \quad (3)$$

где ϵ_k — энергия холодного вещества, равная

$$\epsilon_k = \epsilon_0 + \frac{k}{2m} \frac{(V_0 - V)^2}{V^2} \quad (4)$$

(ϵ_0 — энергия равновесного состояния, k — сжимаемость, m — масса нуклона). Для малых сжатий T^2 пропорционально кубу изменения объема, поэтому квазичастицы, появляющиеся в результате нагрева, можно рассматривать как идеальный газ. Тогда температурные части внутренней энергии — ϵ_T , давления — P_T и температура — T связаны простыми соотношениями

$$\epsilon_T = \frac{2}{3} P_T V = \frac{1}{3} \frac{p_F V T^2}{\hbar^3} \quad (5)$$

(p_F — импульс Ферми). Соотношения (4), (5) позволяют найти как функцию давления и удельного объема. Исключая из (1) и (2) производную, получаем связь объема и давления в переходном слое. Теперь уравнение (1) для волн малой интенсивности принимает вид

$$\left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{dV}{dx} = - \frac{25}{12} j \frac{(V_0 - V)(V - V_1)}{V_0^3} \quad (6)$$

(V_1 — удельный объем в уходящем потоке). Используя для коэффициентов вязкости выражения, полученные Абрикосовым и Халатниковым [3], и для T^2 соотношение (5), приходим к простому уравнению для V . Его решение имеет вид

$$V - \frac{V_0 + V_1}{2} = \frac{V_0 - V_1}{2} F\left(\frac{x}{\delta}\right), \quad (7)$$

где ширина переходного слоя δ , равная

$$\delta = l_0 \left(\frac{2V_0}{V_0 - V_1} \right)^4 \quad (8)$$

(l_0 — длина свободного пробега нуклона, приблизительно 1ϕ). Для больших положительных X (уходящий поток) зависимость (7) принимает вид

$$V - V_1 \sim (V_0 - V_1) e^{-x/\delta} \quad (7')$$

Для больших отрицательных (падающий поток) —

$$V_0 - V \sim (V_0 - V_1) \sqrt{\frac{\delta}{|x|}} \quad (7'')$$

Нетрудно убедиться, что подобная корневая зависимость определяется только поведением коэффициентов вязкости и поэтому справедлива и для волн большой интенсивности.

Таким образом, переходной слой всегда сильно растянут в сторону падающего потока.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
19 ноября 1976 г.

Литература

- [1] A.Glassgold, W.Heckrotte, K.Watson. Ann. Phys., 6, 1, 1959; C.Wong, T.Welton. Phys. Lett., 49B, 243, 1974; H.Baumgardt, I.Schutt, Y.Sakamoto, E.Schopper, H.Stöcker, J.Hofmann, W.Scheid, W.Greiner. Z. Phys., A273, 359, 1975.
- [2] I.Bondorf. Heavy Ion Reactions between 30 and few Hundred Mev/nuc1 (доклад на Европейской конференции по ядерной физике с тяжелыми ионами, Кан, 1976; А.Базь, С.Киселев, А.Оглоблин, Ю.Покровский, Л.Чулков. Каскадная модель столкновения ядер и процесса сжатия ядерного вещества (препринт ИАЭ им. И.В.Курчатова №2660).
- [3] А.Абрикосов, И.Халатников. УФН, 66, 177, 1958.
- [4] Л.Ландау, Е.Лифшиц. Механика сплошных сред. ФИЗМАТГИЗ, 1954.
-