

33/2-77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



И-204

10/1-74

4 - 10052

М.Ю.Иванов, Ю.А.Кудеяров, К.П.Станюкович,
Г.Д.Ширков

О ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ
НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

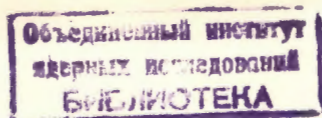
1976

4 - 10052

М.Ю.Иванов, Ю.А.Кудеяров, К.П.Станюкович,
Г.Д.Ширков

О ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ
НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ



Иванов М.Ю. и др.

4 - 10052

О газодинамическом механизме неупругих столкновений тяжелых ядер при высоких энергиях

В нерелятивистском приближении методами механики сплошных сред исследуется столкновение ядер, скорости которых превышают скорость звука в ядерном веществе. В одномерном приближении получено аналитическое решение, на основе которого строится энергетический спектр вылетевших частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в связи с развитием техники ускорителей многозарядных ионов и получением возможности осуществлять столкновения атомных ядер, относительные скорости которых превышают предполагаемую скорость звука в ядерном веществе, обнаружен ряд новых интересных особенностей в энергетических спектрах и угловых распределениях продуктов ядерных реакций^{1,2}. К их числу, в частности, относятся:

а/ анизотропный характер угловых распределений продуктов реакций, не соответствующий кинематике прямых процессов;

б/ отклонение энергетических спектров вылетевших частиц в высокоэнергетической области от спектров, предсказанных статистической моделью ядерных реакций /наличие так называемых "высокоэнергетичных хвостов"/.

В ряде работ¹⁻⁵ отмеченные выше особенности связываются с возможным образованием ударных волн в ядерном веществе.

Известно⁶, что ударные волны, описываемые уравнениями газодинамики, могут возникать в сжимаемой среде, если в такой среде почему-либо образовался скачок плотности /условия возникновения ударных волн в ядерном веществе анализировались, например, в работе⁵/. При этом оценки условий применимости газодинамического подхода к описанию неупругих столкновений атомных ядер основываются, в частности, на сопоставлении длины свободного пробега в ядерном веществе с характерными размерами образующихся систем

и сводятся к необходимости выполнения следующего соотношения /см., напр., ^{7,9} /:

$$\frac{1}{2R\sigma_{NN}\rho} \sim \frac{\rho_0}{\rho} A^{-1.3} \ll 1, \quad /1/$$

где σ_{NN} - сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, ρ_0, ρ - равновесная и неравновесная плотности нуклонов, соответственно, R - радиус ядра, A - массовое число. При выполнении условия /1/ процесс неупругого столкновения можно считать идущим в две стадии: сначала атомные ядра сливаются в некоторую "составную ядерную систему", которая затем испытывает нестационарное расширение в пустоту. Расширение составной системы, описываемое системой газодинамических уравнений, определяет энергетический спектр вылетевших частиц.

Необходимо отметить, что один из авторов настоящей работы, К.П.Станюкович, еще в 1953 г. рассмотрел задачу разлета продуктов реакции применительно к случаю столкновения двух ультрарелятивистских частиц ^{/8/}. Было показано, что внутренняя энергия сталкивающихся частиц, ранее равномерно распределенная, перераспределяется за счет нестационарного процесса разлета таким образом, что частицы, вылетевшие с периферии системы первыми, уносят с собой практически всю энергию. Сопоставление результатов этой работы с отмеченными выше особенностями энергетических спектров вылетевших частиц наводит на мысль о связи этих особенностей с проявлением нестационарности распада образующейся системы.

Энергетический спектр вылетевших частиц, вычисленный в рамках газодинамического подхода применительно к случаю нерелятивистского столкновения тяжелых атомных ядер, был впервые получен в работе ^{/9/}.

2. ОБРАЗОВАНИЕ СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ. СООТНОШЕНИЯ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим в нерелятивистском приближении лобовое столкновение двух тяжелых ядер, которые, для простоты,

будем считать одинаковыми. Пренебрегая боковым движением частиц, что достаточно хорошо выполняется при больших скоростях соударения, будем решать задачу в одномерном приближении и вести рассмотрение в системе центра масс, в которой все интересующие нас процессы будут происходить симметрично относительно плоскости соударения. В этом случае достаточно рассмотреть столкновение плоского слоя сплошной среды с жесткой стенкой бесконечно большой массы, когда вблизи плоскости столкновения образуется область сжатого вещества, расширяющаяся в процессе столкновения, в результате чего по налетающему слою начнет распространяться ударная волна.

Как известно ^{/6/}, законы сохранения массы, импульса и энергии на фронте ударной волны в системе центра масс имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_0(u-D) &= -\rho_1 D, \\ P_0 + \rho_0(u-D)^2 &= P_1 + \rho_1 D^2, \\ w_0 + \frac{1}{2}(u-D)^2 &= w_1 + \frac{1}{2} D^2, \end{aligned} \quad /2/$$

где u - скорость движения среды, D - скорость ударной волны, ρ_0 и ρ_1 - плотности невозмущенной и сжатой областей среды, соответственно, w - энтальпия системы. Для вычисления последней необходимо знать уравнение состояния ядерного вещества, которое мы зададим в виде

$$P(\rho, s) = A(s)(\rho - \rho')^Y - B, \quad /3/$$

где P - давление, s - энтропия, приходящаяся на нуклон.

Уравнение /3/, с одной стороны, позволяет получить аналитическое решение системы /2/ и, с другой стороны, отражая основные особенности поведения давления в системе в интересующей нас области изменения плотности /обращение давления в нуль при равновесном состоянии, $\rho = \rho_0$, и наличие его минимума при $\rho = \rho' /$,

обобщает зависимости $P(\rho, s)$, получаемые в различных подходах*. В частности, надлежащим подбором констант ρ' , γ , B и зависящей от энтропии константы A можно параметризовать в определенной области изменения плотности известное полуэмпирическое уравнение состояния Бракнера¹⁰ или его обобщения для $T \neq 0$ ³.

Если в уравнении /3/ пренебречь ρ' по сравнению с ρ /т.е. считать, что $\rho'/\rho \ll 1$ /, то энтальпия легко вычисляется:

$$w = \frac{P}{\rho} + \int \frac{P(\rho, s)}{\rho^2} d\rho = \frac{A(s)}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} + \frac{B}{\rho} + \text{const.} \quad /4/$$

Условие $\rho'/\rho \ll 1$ выполняется не с очень хорошей точностью, однако, как будет видно из дальнейшего, это не приводит к существенному искажению зависимости $\rho_1/\rho_0(u)$. Решив систему /3/ с учетом /4/, получим:

$$\rho_1/\rho_0 = \frac{a_0^2/u^2 + (\gamma+1)/4 + \sqrt{a_0^2/u^2 + (\gamma+1)^2/16}}{a_0^2/u^2 + (\gamma-1)/2} \quad /5/$$

$$\frac{a_1^2}{a_0^2} = 1 + \left(\frac{\gamma-1}{2}\right)^2 \frac{u^2}{a_0^2} + \frac{(\gamma-1)u^2}{a_0^2} \sqrt{\frac{a_0^2}{u^2} + \frac{(\gamma+1)^2}{16}} \quad /6/$$

Здесь $a = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}} \Big|_{s=\text{const}}$ - скорость звука, $a_0 = 0,184$ из¹⁰.

Из соотношения /5/ видно, что с увеличением скорости столкновения u отношение ρ_1/ρ_0 стремится к предельному значению $\gamma+1/\gamma-1$, которое, однако, фактически будет меньше, т.к. при энергиях столкновения выше порога мезонообразования уравнение состояния /3/ в общем случае может иметь другой вид.

* На необходимость введения в уравнение /3/ параметра $\rho' = \rho_{\min}$, отвечающего значению плотности ядерного вещества, ниже которой начинается развал ядра на фрагменты, было указано Э.М. Барлитом.

Отметим, что /5/ в случае $\gamma=2$ в точности совпадает с зависимостью ρ_1/ρ_0 от числа Маха $M=u/a_0$, полученной в работе /3/ численным методом на основе уравнения состояния Бракнера /см. рис. 1/. Зависимость скорости звука в ядерном веществе от энергии столкновения в лабораторной системе координат приведена на рис. 2.

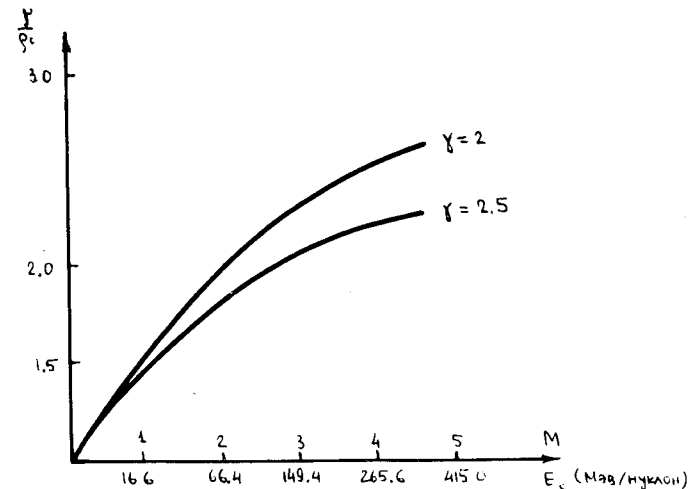


Рис. 1. Зависимость относительной плотности составной системы от числа Маха M и энергии столкновения. Кривая для $\gamma=2$ полностью совпадает с соответствующей кривой, полученной в работе /3/.

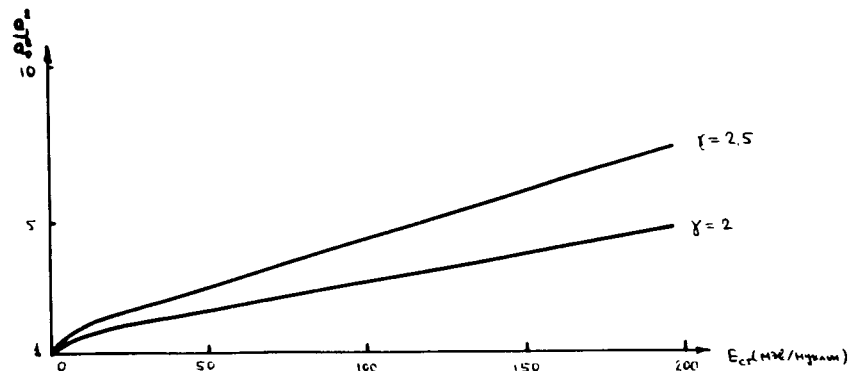


Рис. 2. Зависимость скорости звука в составной системе от энергии столкновения.

Формулы /5/, /6/ получены в предположении, что вся кинетическая энергия соударения тратится на увеличение плотности и нагрев ядерного вещества. Если учесть, что часть ее уходит на конкурирующие прямые процессы, то это приведет к некоторому уменьшению ρ_1/ρ_0 /при энергии соударения 100 МэВ/нуклон в лабораторной системе, $\gamma = 2-2,5$ и при условии половинных потерь на конкурирующие процессы ρ_1/ρ_0 уменьшится на 15%/.

3. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАЗЛЕТ СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ

После того как ударная волна пройдет по всему объему, занимаемому ядерным веществом, за время $\sim 10^{-22}$ с, образуется возбужденная составная система с плотностью ρ_1 и скоростью звука a_1 , которая затем начинает испытывать изэнтропическое расширение, описываемое системой уравнений газодинамики в форме Лагранжа /11/:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial h} = 0, \quad /7/$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial h} = 0$$

и уравнением изэнтропы /3/ ($s = \text{const}$), где $v = \frac{1}{\rho}$ - удельный объем, h - лагранжева координата, которая выбирается таким образом, чтобы правый край системы соответствовал $h=0$. Поскольку $dh = \rho dx$ /при $t = \text{const}$ /, то значение лагранжевой координаты равно массе элемента среды, заключенного между краем системы и плоскостью, отвечающей лагранжевой координате h . Плоскости симметрии при этом соответствуют $h = -\rho_1 \ell$, где 2ℓ - размер составной системы.

Известно /11/, что пока первая /головная/ волна разрежения не достигла плоскости симметрии, решение /7/ есть простая римановская волна разрежения:

$$u = C + \int \omega dv, \quad /8/$$

$$h = -\omega t, \quad /9/$$

где
$$\omega = \sqrt{-\frac{\partial P}{\partial v}} = \sqrt{A\gamma\rho(\rho-\rho')} \frac{\gamma-1}{2}.$$

А. Случай $\gamma=2$ /точное решение/

Вычисление интеграла в выражении /8/ для произвольного γ затруднительно. Здесь мы ограничимся рассмотрением случая $\gamma=2$, что позволит получить энергетический спектр вылетевших частиц в аналитическом виде. Подставив $\gamma=2$ в /8/, вычислив интеграл и определив константу C из начальных условий $u=0, \rho=\rho_1, a=a_1$, получим

$$u = u_m \left(1 - \frac{\nu - \text{arc tg } \nu}{\nu_1 - \text{arc tg } \nu_1}\right) \quad /10/$$

$$u_m = 2a_1 \left(1 - \frac{\text{arc tg } \nu_1}{\nu_1}\right), \quad \nu = (\rho/\rho' - 1)^{1/2}; \quad \nu_1 = (\rho_1/\rho' - 1)^{1/2}.$$

После того как головная волна разрежения, идущая со скоростью a_1 , достигнет плоскости симметрии / за время $\sim 10^{-22}$ с /, от нее пойдут возмущения, распространяющиеся по среде, описываемой соотношениями /9/-/10/ вдоль характеристики $\omega = dh/dt$, или

$$h = \frac{C}{t}. \quad /11/$$

Решение /11/ с начальным условием $h = -\rho_1 \ell$; $t = \frac{\ell}{a_1}$ есть фронт отраженной волны разрежения

$$h = -\frac{\rho_1 \ell^2}{a_1 t}. \quad /12/$$

Движение среды за фронтом отраженной волны должно описываться общим решением уравнений газовой динамики /7/, для нахождения которого предположим, что в указанной области градиент давления мал, т.е. $\partial P/\partial h \approx 0$.

Это приближение соответствует движению частиц за фронтом отраженной волны по инерции, при этом интеграл системы /7/ имеет вид $u = u(h)$. Далее необходимо "склеить" это решение с решением римановской волны на фронте отраженной волны:

$$u(h) = u_{\text{риман}}(\nu(h_1 + t(h))),$$

где $\nu(h, t)$ определяется из /9/, а $t(h)$ - из /12/. Проведем указанные подстановки, получим:

$$u = u_m \left(1 - \frac{\nu - \arctg \nu}{\nu_1 - \arctg \nu_1} \right), \quad /13/$$

$$\nu(\nu^2 + 1) = \frac{\nu_1 h^2}{\rho^2 \rho_1^{\ell}}.$$

Для нахождения распределения частиц по энергии предположим, что энергия этих частиц сводится только к кинетической энергии $E = \frac{1}{2} m u^2$ / m - масса частицы, например нуклона/. Число частиц dN , отвечающих приращению лагранжевой координаты dh , определяется соотношением $dN = dh/m$, откуда

$$\frac{dN}{N dE} = \frac{1}{N u \frac{\partial u}{\partial h} m^2}, \quad /14/$$

где $N = \rho_1^{\ell} / m$ - полное число частиц в системе. Соотношение /14/ нормировано на единицу. Подставив /13/ в /14/, окончательно находим

$$\frac{dN}{N d\epsilon} = \frac{(\nu_1 - \arctg \nu_1)^2}{4\sqrt{\nu_1(\nu_1^2 + 1)}} \cdot \frac{\sqrt{\nu^2 + 1} (3\nu^2 + 1)}{[(\nu_1 - \arctg \nu_1) - (\nu - \arctg \nu)] \nu^{5/2}}$$

/15/

$$\epsilon = \frac{E}{E_m} = \left(1 - \frac{\nu - \arctg \nu}{\nu_1 - \arctg \nu_1} \right)^2.$$

В. Случай произвольного γ .

Разобьем всю область решения на 2 подобласти, в одной из которых $\rho \sim \rho_1$ /следовательно, можно считать $\rho \gg \rho'$ /, а в другой - $\rho \sim \rho' \ll \rho_1$. Делая в интеграле /8/ соответствующие приближения, после которых он легко вычисляется, и подставляя полученные выражения в систему /7/, получаем два решения для наших подобластей:

$$u(\rho) = C_1 - \sqrt{A\gamma} \frac{2}{\gamma-1} \rho^{\frac{\gamma-1}{2}}, \quad h = -\omega t = -\sqrt{A\gamma} \rho^{\frac{\gamma+1}{2}} t; \quad /16/$$

$$u(\rho) = C_2 - \sqrt{A\gamma} \frac{2}{\gamma+1} \frac{(\rho - \rho')^{\frac{\gamma+1}{2}}}{\rho'}, \quad h = -\omega t = -\sqrt{A\gamma} \rho(\rho - \rho')^{\frac{\gamma-1}{2}} t. \quad /17/$$

Так как для начала разлета $\rho \sim \rho_1$, то можно определить константу C_1 в /16/ из условия $u=0$ при $\rho = \rho_1$, ($a = a_1$). Теперь эти решения должны быть "склеены". Приравняв производные $\frac{\partial u}{\partial h}$, из /16/ и /17/ находим точку "склеивания"

$$\rho^* = \rho' \delta = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{5\gamma-3}{\gamma+1}} \right) \rho'.$$

Константа C_2 в /17/ определяется из условия совпадения /16/ и /17/ при $\rho = \rho^*$. Окончательно:

$$u(h, t) = \frac{2a_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(-\frac{h}{a_1 \rho_1 t} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right], \quad /18/$$

$$u(h, t) = \frac{2a_1'}{\gamma-1} \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{a_1}{a_1'} \frac{\rho_1}{\rho'} \left(-\frac{h}{a_1 \rho' t} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right], \quad /19/$$

$$a_1'/a_1 = 1 - (\rho'/\rho_1)^{\frac{\gamma-1}{2}} \left[\delta^{\frac{\gamma-1}{2}} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} (\delta-1)^{\frac{\gamma+1}{2}} \right].$$

Скорость, при которой /18/ и /19/ совпадают, определяется:

$$u^* = \frac{2a_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{\delta \rho'}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \right]. \quad /20/$$

Теперь легко найти области, в которых справедливы решения, соответственно, /18/ и /19/:

$$-\rho_1 \ell \leq h \leq -a_1 \rho_1 t \left(\frac{\delta \rho'}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2}} = h_1, \quad /21/$$

$$h_2 = -a_1 \rho' t \left[\frac{(\delta-1)\rho'}{\rho_1} \right]^{\frac{\gamma-1}{2}} \leq h \leq 0. \quad /22/$$

Фронт отраженной волны по-прежнему определяется уравнением /11/. Константа С должна определяться по отдельности для областей /21/ и /22/. В области /21/ решение /11/ проходит через точку $h = -\rho_1 \ell$, $t = a_1/\ell$, при этом

$$h = -\frac{\rho_1 \ell^2}{a_1 t} \quad /23/$$

достигается при $t^* = \frac{\ell}{a_1} \left(\frac{\rho_1}{\delta \rho'} \right)^{\frac{\gamma+1}{4}}$. Теперь можно определить начальное условие для /11/ в области /22/: $h = h_2(t^*)$; $t = t^*$. Произведя необходимые подстановки, получим

$$h = -\frac{\rho_1 \ell^2 (\delta-1)^{\frac{\gamma-1}{2}}}{t a_1 \delta^{\gamma+1/4}}. \quad /24/$$

Далее будем считать, что за фронтом отраженной волны, как и в случае А, имеет место $\partial P/\partial h = 0$ и, следовательно, $u = u(h)$. Это решение необходимо "склеить" с соответствующими решениями простой волны /18/, /19/. В результате получим

$$u(h) = \frac{2a_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(-\frac{h}{\rho_1 \ell} \right)^{\frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1}} \right], \quad /25/$$

$$u(h) = \frac{2a_1'}{\gamma-1} \left[1 - \frac{a_1}{a_1'} \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{\rho_1}{\rho'} \frac{\delta^{\frac{(\gamma+1)^2}{2(\gamma-1)}}}{(\delta-1)^{\frac{\gamma+1}{2}}} \left(-\frac{h}{\sqrt{\rho' \rho_1} \ell} \right)^{\frac{2(\gamma+1)}{\gamma-1}} \right]. \quad /26/$$

Подставив эти решения в /14/, получим спектр, состоящий из двух "склеенных" кусков:

$$\frac{dN}{NdE} = \frac{1}{4E_m'} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{(1-\sqrt{E/E_m'})^{\frac{3-\gamma}{2(\gamma-1)}}}{\sqrt{E/E_m'}}, \quad 0 \leq E \leq E^*;$$

$$\frac{dN}{NdE} = \frac{1}{4E_m} \left(\frac{\rho'}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma+1}} \left(\frac{a_1'}{a_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{2(\gamma+1)}} \frac{(\delta-1)^{\frac{\gamma-1}{2}}}{\delta^{\frac{\gamma+1}{4}}} \times \quad /27/$$

$$\times \left[\frac{(\gamma+1)(1-\sqrt{E/E_m})}{\gamma-1} \right]^{\frac{\gamma+3}{2(\gamma+1)}}$$

$$E^* \leq E \leq E_m.$$

Здесь

$$E_m' = \frac{2ma_1^2}{(\gamma-1)^2}; \quad E_m = \frac{2ma_1'^2}{(\gamma-1)^2}; \quad E^* = \frac{1}{2} m u^{*2}.$$

Спектр /27/ при $\gamma=2$ довольно хорошо совпадает со спектром /15/ и все его качественные особенности одинаковы при любом γ .

Полученные спектры /15/ и /27/ имеют две характерные особенности: существенно неэкспоненциальную форму и точку окончания, которой соответствует максимальная энергия E_m , причем она оказывается больше энергии, приходящейся на один нуклон в сталкивающихся ядрах $E_{СТ}$ /например, для $E_{СТ} = 25$ МэВ в СЦМ $E_m = 32$ МэВ*/. Этими же особенностями обладают и спектры, полученные в работе /9/. Однако введение параметра ρ' приводит к появлению существенных отли-

* Это является своего рода нерелятивистским аналогом кумулятивного эффекта, обнаруженного в столкновениях релятивистских дейтронов с атомными ядрами /12/.

чий от них: значительно изменяется оценка максимальной энергии /для $E_{СТ} = 25 \text{ МэВ}$, $E_m = 32 \text{ МэВ}$ из /15/ и $E_m = 200 \text{ МэВ}$ аналогично /9/ / и, что самое существенное, имеет место аномально большой выход частиц с энергией, близкой к максимальной /наличие интегрируемой особенности при $E = E_m$ /.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одномерное нерелятивистское рассмотрение неупругого столкновения тяжелых ядер, несмотря на его ограниченность, позволяет получить энергетический спектр и оценки верхней границы увеличения плотности ядерного вещества и нижней границы необходимой для этого энергии столкновения. Например, для достижения $\rho_j/\rho_0 \sim 2$ необходимо иметь пучок тяжелых ионов с энергией, как минимум, 100 МэВ/нуклон в лабораторной системе.

Необходимо отметить, что полученные спектры, строго говоря, не являются спектрами вылетевших частиц, поскольку в нашем подходе на самом деле имеется лишь условное разбиение сплошной среды на лагранжевы частицы определенной массы, и формулы /15/, /27/ описывают распределение лагранжевых частиц по энергиям, обусловленное расширением ядерной системы. Однако ясно, что форма спектров будет сохраняться с небольшими изменениями и для вылетевших частиц. Для этого необходимо умножить их на некоторую весовую функцию $f(E)$, зависящую от энергии, смысл которой заключается в том, что эта функция должна описывать вероятность вылета из ядра частицы с энергией E .

Использование функции $f(E)$ приведет к устранению особенности энергетических спектров при $E=0$. Что же касается особенности при $E=E_m$, то она обусловлена сингулярной формулировкой граничного условия на фронте разлета и может быть устранена введением диффузности поверхностного слоя расширяющейся системы. Спектр при этом, однако, изменится лишь в малой окрестности точки с максимальной энергией, и его свойство давать аномально большой выход высокоэнергетических частиц качественно сохранится.

Отметим также, что полученный нами вывод об аномально большом выходе частиц с энергией, близкой к максимальной, качественно согласуется с результатом работы /13/, посвященной рассмотрению ядерного аналога эффекта Черенкова, в которой рассчитаны спектры вылетевших частиц, достигающие максимальных значений для энергии, отвечающей скорости частиц в СЦМ порядка $2a_0$.

Форма спектров /15/, /27/ является очень характерной и обусловлена газодинамическим механизмом рассматриваемого процесса. На рис. 3 видно, что форма

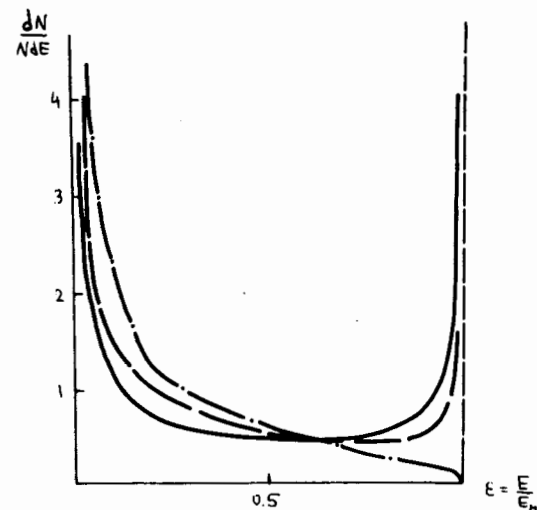


Рис. 3. Энергетический спектр лагранжевых частиц / $E_c = 100 \text{ МэВ/нуклон}$, — $\rho' = 0,5\rho_0$, --- $\rho' = 0,1\rho_0$, — · — $\rho' = 0$.

спектра оказывается чувствительной к значению параметра ρ' и виду уравнения изэнтропы. Поэтому экспериментальное обнаружение характерных особенностей обсуждаемых спектров и тщательное измерение их формы может дать информацию не только о степени сжимаемости, но и об уравнении состояния ядерной материи.

Авторы благодарят Г.Н.Флерова, Ю.Ц.Оганесяна, Ю.А.Музычку, Б.И.Пустыльника за интерес к работе и многочисленные полезные обсуждения, а также В.И.Андрюшина за ценные замечания, сделанные им в ходе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.J.Crawford, P.B.Price, J.Stevenson, L.W.Wilson. *Phys.Rev. Lett.*, 34, 329(1975).
2. A.A.Amsden, G.F.Bertsch, F.H.Harlow, J.R.Nix, *Phys.Rev. Lett.*, 35, 905 (1975).
3. C.Y.Wong, T.A.Welton, *Phys.Lett.*, 49B, 243(1974).
4. W.Scheid, H.Müller, W.Greiner, *Phys.Rev.Lett.*, 32, 741(1974).
5. M.I.Sobel, P.J.Siemens, J.P.Bondorf, H.A.Bethe. *Nucl.Phys.*, A251, 502(1975).
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Механика сплошных сред*. Гостехиздат, Москва, 1954.
7. H.G.Baumgardt, J.U.Schott, Y.Sakamoto, E.Schopper, H.Stöcker, J.Hoffman, W.Scheid, W.Greiner. *Z. für Phys.*, A273, 359 (1975).
8. К.П.Станюкович. *Труды третьего совещания по вопросам космогонии*. Изд. АН СССР, 1954, стр. 279.
9. В.Г.Носов, А.М.Камчатнов. *ЖЭТФ*, 70, 768, 1976.
10. K.A.Bruekner, J.R.Buchler, R.C.Clark, R.J.Lombard. *Phys.Rev.*, 181, 1543 (1969).
11. К.Н.Станюкович. *Неустановившиеся движения сплошной среды*. Изд. "Наука", Москва, 1971.
12. А.М.Балдин. *Краткие сообщения по физике*, №1, стр. 35, АН СССР /1971/. *Сообщение ОИЯИ*, P7-5769, Дубна, 1971.
А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, А.Д.Кирilloв, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.Н.Рамжин, В.С.Свиридов, В.С.Ставинский, М.И.Яцуца. *Сообщение ОИЯИ*, P1-5819, Дубна, 1971.
13. Б.А.Румянцев, В.Б.Телицын, В.И.Юрченко. *Письма в ЖЭТФ*, 23, 309, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 августа 1976 года.