

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-86-625

Р.В.Джолос, С.П.Иванова, П.П.Коровин

ИЗОВЕКТОРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР
В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

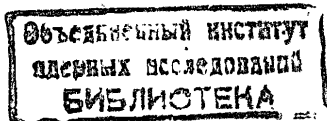
I. ВВЕДЕНИЕ

Возможность существования нейтронных ядер, т.е. ядер, состоящих только из нейтронов или имеющих некоторое число протонов, но с отношением Z/N , много меньшим, чем для ядер, близких к линии стабильности, интенсивно обсуждается и исследуется экспериментально. Информация, которую дают такие исследования, существенно расширяет наши знания о свойствах ядерного вещества и ядерных силах.

Рассматриваются различные пути получения и исследования таких ядер. Важные сведения о возможности их существования могут быть получены при изучении свойств нейтронообогащенных ядер. К сожалению, предсказанная линия стабильности достигнута только для легчайших ядер.

Идея использования для получения нейтронных ядер периферических столкновений тяжелых ядер, взаимодействие которых в этих условиях сводится к кулоновскому, была высказана в ^{1/1}. Она состоит в том, что вследствие кулоновского отталкивания область соприкосновения ядер обедняется протонами. В результате создаются условия для формирования фрагмента, сильно обогащенного нейтронами. Величина нейтронного избытка зависит от соотношения между силами кулоновского отталкивания и силами, связанными с энергией симметрии.

С целью детального исследования предложенного процесса в разделе 2 рассматривается изменение распределения протонов и нейтронов в ядрах под влиянием кулоновского взаимодействия. В разделе 3 анализируется влияние короткодействующей (ядерной) компоненты взаимодействия на перераспределение нуклонов. Результаты расчета обсуждаются в разделе 4.



2. КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ. ФЛУКТУАЦИИ ИЗОВЕКТОРНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛОТНОСТИ

Кулоновское взаимодействие двух ядер

$$V_{\text{кул.}}(\bar{R}) = e^2 \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{\rho_{p1}(\bar{x}_1) \rho_{p2}(\bar{x}_2)}{|\bar{R} + \bar{x}_2 - \bar{x}_1|}$$

для наших целей удобнее переписать, представив плотности протонов в ядрах ρ_{pi} в виде суммы усредненной плотности $\rho_{pi}^{(0)}$ и слагаемого, описывающего флуктуации (ρ_{pi}'):

$$\rho_{pi} = \rho_{pi}^{(0)} + \rho_{pi}', \quad i=1,2.$$

Часть $V_{\text{кул.}}$, содержащая только $\rho_{pi}^{(0)}$, включается в ядро-ядерный потенциал. Эта часть взаимодействия не вызывает перераспределения протонов в ядрах. Перераспределение протонов связано со второй частью $V_{\text{кул.}}$, линейной по ρ_{pi}' :

$$\delta V_{\text{кул.}}(\bar{R}) = e^2 \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{\rho_{p1}^{(0)}(\bar{x}_1) \rho_{p2}'(\bar{x}_2) + \rho_{p1}'(\bar{x}_1) \rho_{p2}^{(0)}(\bar{x}_2)}{|\bar{R} + \bar{x}_2 - \bar{x}_1|},$$

и квадратичным по ρ_{pi}' слагаемым, которое мы не будем учитывать ввиду его относительной малости. Взаимодействие $\delta V_{\text{кул.}}$ возбуждает в ядрах как изоскалярные, так и изовекторные колебания плотности.

Представим ρ_{pi}' в виде:

$$\rho_{pi}' = \frac{1}{2} (\rho_{pi}' + \rho_{ni}') - \frac{1}{2} (\rho_{ni}' - \rho_{pi}'), \quad i=1,2,$$

где ρ_{ni}' - флуктуирующая часть нейтронной компоненты плотности. Поскольку нас интересует возможность возбуждения в ходе реакции изовекторных колебаний, сохраним в $\delta V_{\text{кул.}}$ только слагаемое, ответственное за их возбуждение:

$$\delta V_{\text{кул.}} \approx -\frac{1}{2} e^2 \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{\rho_{p1}^{(0)}(\bar{x}_1) (\rho_{n2}'(\bar{x}_2) - \rho_{p2}'(\bar{x}_2))}{|\bar{R} + \bar{x}_2 - \bar{x}_1|} - \frac{1}{2} e^2 \int d^3x_1 d^3x_2 \frac{\rho_{p2}^{(0)}(\bar{x}_2) (\rho_{n1}'(\bar{x}_1) - \rho_{p1}'(\bar{x}_1))}{|\bar{R} + \bar{x}_2 - \bar{x}_1|}. \quad (I)$$

В гидродинамической модели ядра изовекторная компонента плотнос-

ти следующим образом выражается через операторы рождения и уничтожения фононов^{/2/}:

$$\rho_n'(\bar{x}) - \rho_p'(\bar{x}) = \rho_{00} \sum_{n,\ell,m} j_\ell(k_{n\ell} x) Y_{\ell m}^*(\bar{x}) * \left(\frac{\hbar \omega_{n\ell}}{c_{n\ell}} \right)^{1/2} (b_{n\ell m}^+ - (-1)^{\ell-m} b_{n\ell -m}). \quad (2)$$

В этом выражении $\rho_{00} = 0,17 \text{ фм}^{-3}$; $b_{n\ell m}^+$ ($b_{n\ell m}$) - операторы рождения (уничтожения) фононов изовекторных колебаний с угловым моментом ℓ , его проекцией m и радиальным квантовым числом n ; $c_{n\ell}$ - коэффициенты жесткости колебаний; $\omega_{n\ell} = (b_{\text{сим}}/M)^{1/2} k_{n\ell}$ - частоты колебаний; $b_{\text{сим}} \approx 50 \text{ МэВ}$; M - масса нуклона. Параметры $k_{n\ell}$ для каждого из ядер определяются условием:

$$\left. \frac{d}{dz} j_\ell(k_{n\ell} z) \right|_{z=R_i} = 0,$$

где R_i - радиус ядра.

Подставляя (2) в (I) и предполагая, что ядерные плотности слабо перекрываются, получаем:

$$\delta V_{\text{кул.}} = - \sum_{i=1,2} \gamma^{(i)} [R(t)] Y_{1m}^*(\bar{R}(t)) \cdot (b_{1m}^{+(i)} + (-1)^m b_{1-m}^{(i)}),$$

$$\gamma^{(i)} = 2\pi e^2 Z_x (\rho_{00} \hbar)^{1/2} \cdot (M b_{\text{сим}})^{-1/4} \cdot \left(\frac{R_i}{R(t)} \right)^2 (\alpha(\alpha^2 - 2))^{-1/2}, \quad \alpha \neq 1, 2. \quad (3)$$

$$\alpha \equiv K_{11}^{(i)} R_i,$$

$\bar{R}(t)$ - траектория движения ядра.

Мы сохранили только фононы с $n=1$, $\ell=1$, поскольку они, являясь наиболее коллективными, возбуждаются с наибольшей вероятностью. Внутреннее состояние ядер описывается гамильтонианом:

$$H = \sum_{i=1,2} \hbar \omega_{11}^{(i)} \sum_m b_{1m}^{+(i)} b_{1m}^{(i)} + \delta V_{\text{кул.}} \quad (4)$$

Подставляя этот гамильтониан в уравнения движения для фононных операторов:

$$i \hbar \frac{d}{dt} b_{1m}^{+(i)} = [H, b_{1m}^{+(i)}]$$

и усредняя эти уравнения по внутреннему состоянию системы в момент t , получаем:

$$\langle t | \delta_{1m}^{+(i)} + (-1)^m \delta_{1-m}^{(i)} | t \rangle = \frac{2}{t} \int_{-\infty}^t dt' \sin \omega_{11}^{(i)} (t-t') \times \quad (5)$$

$$\gamma^i [R(t')] Y_{1m}(\bar{R}(t')).$$

Подстановка (5) в (2) дает нам величину изменения изовекторной компоненты плотности к моменту t . Нас особенно интересует распределение нуклонов в момент максимального сближения ядер, поскольку оно определяет ширины зарядовых и массовых распределений продуктов реакции и нуклонный состав фрагмента, который может сформироваться в области контакта ядер.

Выражение (5) можно переписать следующим образом, выбрав систему координат так, как показано на рис. 1:

$$\langle t=0 | \rho'_{ni}(\bar{z}) - \rho'_{pi}(\bar{z}) | t=0 \rangle = -\rho_{00} \frac{3e^2 \bar{z}_k}{\sqrt{M} v_{\text{сум}}} \frac{\partial}{\partial z^2 - 2} \times$$

$$\times \frac{d_1(\alpha \frac{z}{R_i})}{d_1(\alpha)} \cdot \sin \psi \left(\cos \psi \int_{-\infty}^0 dt \sin \omega_{11}^{(i)} \frac{x(t)}{R^3(t)} + \sin \psi \int_{-\infty}^0 dt \sin \omega_{11}^{(i)} \frac{y(t)}{R^3(t)} \right) \quad (6)$$

Подставляя в подынтегральное выражение результаты для кулоновской траектории^[3], мы сможем рассчитать (6).

Найдем теперь среднее число фононов, возбуждаемых в реакции. Внутреннюю волновую функцию, описывающую состояние каждого из ядер в момент t , можно получить, основываясь на гамильтониане (4). Она имеет следующий вид:

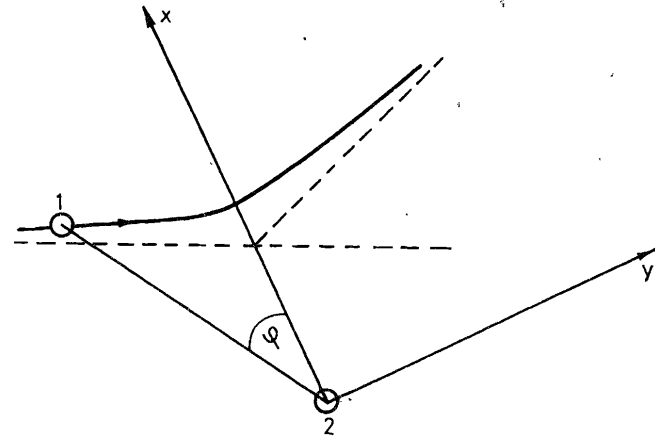
$$|\psi_i(t)\rangle = \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_m |\xi_m^{(i)}(t)|^2 + \sum_m \xi_m^{(i)}(t) \delta_{1m}^{+(i)} \right) |0\rangle, \quad (7)$$

$$\xi_m^{(i)} = -\frac{i}{t} \int_{-\infty}^t dt' \gamma^i [R(t')] \cdot Y_{1m}^*(\bar{R}(t')), \quad i=1,2,$$

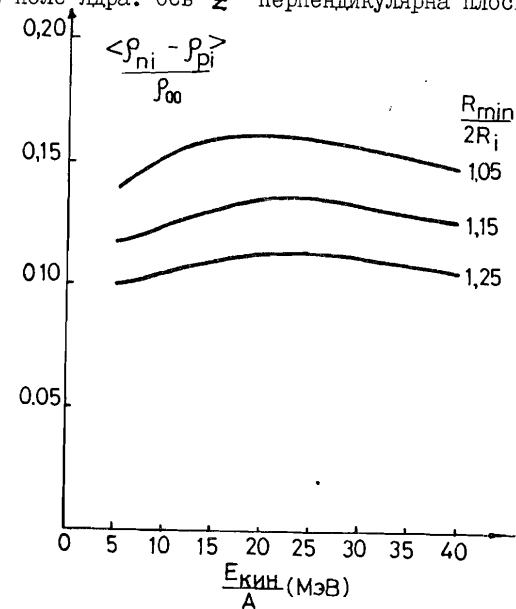
а среднее число фононов в ядре в момент t определяется выражением:

$$\bar{n}_i = \langle \psi_i(t) | \sum_m \delta_{1m}^{+(i)} \delta_{1m}^{(i)} | \psi_i(t) \rangle = \sum_m |\xi_m^{(i)}(t)|^2.$$

Устремив $t \rightarrow +\infty$, мы получим среднее число фононов, возбужденных в реакции в ядре i . Результаты расчета обсуждаемых величин будут проанализированы в разделе 4 на примере реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$.



Р и с. 1. Классическая траектория бомбардирующего иона в кулоновском поле ядра. Ось z перпендикулярна плоскости реакции.



Р и с. 2. Зависимость величины $\langle t=0 | \rho'_{ni}(\bar{z}) - \rho'_{pi}(\bar{z}) | t=0 \rangle / \rho_{00}$ от кинетической энергии налетающего иона в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$. R_{min} - минимальное расстояние, разделяющее ядра в ходе реакции.

3. УЧЕТ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ СИЛ

Одним из подходов, используемых для расчета потенциала взаимодействия ядер, является формализм плотности энергии^[4]. Мы воспользуемся им для нахождения той компоненты потенциала, которая ответственна за возбуждение изовекторных колебаний плотности.

В этом формализме потенциал взаимодействия ядер дается выражением:

$$V_{\text{дл}} = \int d^3x \left[\mathcal{E}(\rho_1 + \rho_2, \rho_1^{(-)} + \rho_2^{(-)}) - \mathcal{E}(\rho_1, \rho_1^{(-)}) - \mathcal{E}(\rho_2, \rho_2^{(-)}) \right], \quad (8)$$

где $\mathcal{E}[\rho, \rho^{(-)}]$ — плотность энергии ядерной системы, а $\rho_{1,2}$ — плотности нуклонов в ядрах. Мы воспользуемся следующим выражением для $\mathcal{E}[\rho]$:

$$\mathcal{E}[\rho] = \tau_{TF} + \rho V(\rho, \rho^{(-)}),$$

$$\tau_{TF} = \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{4M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} \left(\left(1 + \frac{\rho^{(-)}}{\rho}\right)^{5/3} + \left(1 - \frac{\rho^{(-)}}{\rho}\right)^{5/3} \right),$$

$$V = v_1 \rho + v_2 \rho^{1/3} + v_3 \rho^{5/3} + \frac{\rho^{(-)2}}{\rho^2} (c_1 \rho + c_2 \rho^{1/3} + c_3 \rho^{5/3}),$$

$$\rho = \rho_n + \rho_p, \quad \rho^{(-)} = \rho_n - \rho_p,$$

v_k, c_k — константы.

Как и в разделе 2, нас интересует только часть $V_{\text{дл}}$, ответственная за возбуждение изовекторных колебаний. Чтобы выделить ее, подставим в (8) $\rho_i^{(-)}$ в виде суммы стационарной части $\frac{N_i - Z_i}{A_i}$, характеризующей невозбужденное ядро, и флуктуирующей части $\rho_i^{(-)'} A_i$, для которой известно выражение (2) через фононные операторы. Сохранив слагаемые, линейные по $\rho_i^{(-)'}$, мы получим следующий результат для компоненты $V_{\text{дл}}$, ответственной за возбуждение изовекторных колебаний:

$$\delta V_{\text{дл}} = \sum_{i=1,2} \left(\frac{10}{9} T \rho_{00}^{-1/3} \left(\left(1 + \frac{N_i - Z_i}{A_i}\right)^{-1/3} - \left(1 - \frac{N_i - Z_i}{A_i}\right)^{-1/3} \right) + \right.$$

$$\left. \frac{2}{3} \frac{N_i - Z_i}{A_i} (c_2 \rho_{00}^{1/3} + 2c_3 \rho_{00}^{2/3}) + 2 \frac{N_k - Z_k}{A_k} (c_1 + c_2 \rho_{00}^{1/3} + c_3 \rho_{00}^{2/3}) \right) \times \quad (9)$$

$$\int d^3x \rho_k^{(0)}(\bar{x}) \rho_i^{(-)'}(\bar{x}), \quad k \neq i$$

$$T = 0.3 \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3},$$

$$A_i = N_i + Z_i,$$

$N_i (Z_i)$ — число нейтронов (протонов) в ядрах.

Подставляя (2) в (9) и вычисляя интеграл в предположении, что столкновение является касательным, мы получим выражение, совпадающее с (3), но с заменой $\gamma^{(i)}$ на $\gamma_{\alpha}^{(i)}$:

$$\begin{aligned} \gamma_{\alpha}^{(i)} = & - \left(\frac{10}{9} T \rho_{00}^{2/3} \left(\left(1 + \frac{N_i - Z_i}{A_i}\right)^{-1/3} - \left(1 - \frac{N_i - Z_i}{A_i}\right)^{-1/3} \right) + \right. \\ & + \frac{2}{3} \frac{N_i - Z_i}{A_i} \rho_{00} (c_2 \rho_{00}^{1/3} + 2c_3 \rho_{00}^{2/3}) + \\ & + 2 \frac{N_k - Z_k}{A_k} \rho_{00} (c_1 + c_2 \rho_{00}^{1/3} + c_3 \rho_{00}^{2/3}) \left. \right) \times \\ & 2\pi a^2 \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \rho_{00} \exp\left(-\frac{R(t) - R_1 - R_2}{a}\right) \cdot \sqrt{\frac{1}{4} \omega_{11}^{(i)}} \cdot \frac{1}{2 c_{11}^{(i)}}, \end{aligned} \quad (10)$$

здесь a — параметр диффузности.

Соотношение между $\gamma_{\alpha}^{(i)}$ и $\gamma^{(i)}$ определяет относительный вклад короткодействующих ядерных сил в перераспределение нуклонов. Функции $\gamma^{(i)}$ и $\gamma_{\alpha}^{(i)}$ противоположны по знаку. Это следует из того, что кулоновское отталкивание ведет к уменьшению числа протонов и, следовательно, к увеличению числа нейтронов в области контакта ядер, а короткодействующие ядерные силы, связанные с энергией симметрии, способствуют сохранению равенства между числом нейтронов и числом протонов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Величина $\langle t=0 | \rho'_{ni}(\bar{z}) - \rho'_{pi}(\bar{z}) | t=0 \rangle / \rho_{00}$ характеризует перераспределение протонов и нейтронов в сталкивающихся ядрах в момент $t = 0$, когда расстояние между ними для заданной траектории минимально. Как следует из (6) и граничного условия $d/dz(\kappa_{ne}^2) / dz|_{z=R_i} = 0$, эта величина плавно изменяется с изменением z и углов ϑ и φ и максимальна при $z = R_i$, $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = 0$. Естественно, она зависит от времени, в течение которого ядра находятся вблизи друг друга, т.е. от скорости относительного движения, и от расстояния между ядрами. Траекторию при заданной кинетической энергии ($E_{\text{кин}}$) налетающе-

го иона можно характеризовать минимальным расстоянием между ядрами (R_{min}), достигаемым в ходе столкновения. Поэтому на рис. 2 приведены результаты расчета величины $\langle t=0 | \rho'_{ni} - \rho'_{pi} | t=0 \rangle / \rho_{00}$ при $z = R_i$, $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = 0$ для различных значений кинетической энергии налетающего иона в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ и трех значений R_{min} . Как видно из рисунка 2, при фиксированном значении R_{min} , обогащение области контакта ядер нейтронами максимально при значениях $E_{кин}/A$, лежащих в интервале (17 - 20) МэВ. Для сравнения приведем энергию гигантского дипольного резонанса в ^{208}Pb : ≈ 14 МэВ. При $R_{min} = R_{int} - 0,9$ фм отклонение величины $(N - Z)/A$ в области контакта ядер от ее значения в невозбужденном ядре достигает 15%. С ростом R_{min} эффект убывает.

Кулоновское отталкивание протонов, казалось бы, должно приводить не только к относительному обогащению нейтронами области контакта ядер в ходе реакции, но и к выталкиванию протонов на поверхность в невозбужденном ядре^{/5/}. Правда, если в нашем рассмотрении основной вклад в изовекторную поляризацию ядра в реакции дает дипольная мода, хорошо изученная экспериментально, то относительное обогащение протонами поверхности невозмущенного сферического ядра связано с изовекторными монополярными степенями свободы, о которых известно существенно меньше. Расчет показывает, что учет кулоновского отталкивания должен привести к изменению величины $(\rho_n - \rho_p) / \rho_0$ в поверхностном слое ядра ^{208}Pb на 0,03. Экспериментальные подтверждения эффекта обогащения протонами поверхности ядра нет. Видимо, значение 0,03 характеризует точность наших оценок изменения в ходе реакции величины $(\rho_n - \rho_p) / \rho_0$.

Таким образом, в области контакта ядер может формироваться фрагмент, у которого величина $(N - Z)/A$ на 15% больше, чем у невозбужденного ядра.

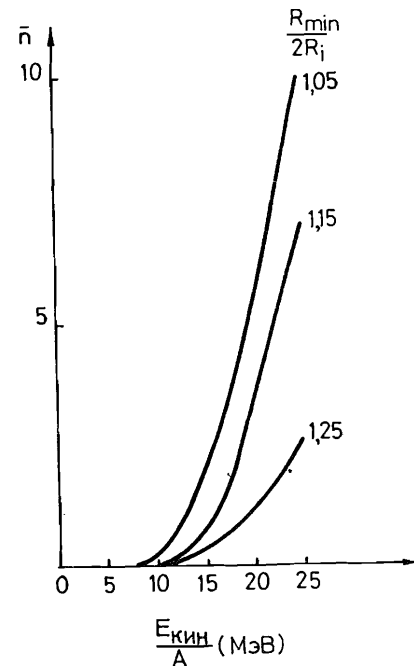
Среднеквадратичная флуктуация числа переданных нуклонов пропорциональна квадрату их плотности в области контакта ядер^{/6/}. Поэтому из результатов, приведенных на рис. 2, следует, что при $E_{кин}/A_i \approx 20$ МэВ, среднеквадратичная флуктуация числа переданных нейтронов больше соответствующей величины для протонов (σ_z^2). Эффект может достигать 30%.

Влияние ядерных сил на приведенные выше результаты определяется значениями трех констант C_1 , C_2 и C_3 . Существует несколько наборов значений этих параметров^{/4/}, одинаково хорошо описывающих радиусы и энергии связи ядер. Вклад ядерных сил в $\langle t=0 | \rho'_{ni} - \rho'_{pi} | t=0 \rangle / \rho_{00}$

ТАБЛИЦА

Изменение величины потенциала взаимодействия ядер (ΣV) в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ в зависимости от кинетической энергии налетающего иона

$E_{кин.}/A$ (МэВ)	$\Sigma V (R_{min} = R_{int} - 0,9 \text{ фм})$ (МэВ)
5	-13,7
10	- 8,9
15	- 3,9
20	- 3,7



Р и с. 3. Зависимость от кинетической энергии налетающего иона среднего числа фононов гигантских дипольных колебаний (\bar{n}), возбуждаемых в ядре ^{208}Pb в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$.

оказался максимальным при $C_1 = 258$; 567 МэВ фм^3 , $C_2 = 274$; 212 МэВ фм^4 и $C_3 = 916$; 081 МэВ фм^5 , но он на порядок меньше кулоновского вклада в рассматриваемой области значений R_{min} .

Результаты расчета среднего числа фононов гигантских дипольных колебаний (\bar{n}), возбуждаемых в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$, приведены на рис. 3. Значение \bar{n} резко возрастает как с ростом кинетической энергии налетающего иона, так и с уменьшением R_{min} .

Перераспределение нуклонов в ядрах в ходе столкновения приводит к изменению эффективного потенциала взаимодействия. Благодаря обогащению нейтронами области контакта ядер, взаимодействие становится более притягивающим. Однако одновременно происходит возбуждение сталкивающихся ядер, на что расходуется часть кинетической энергии. Эффективно это ведет к усилению отталкивания. Таким образом, потенциал взаимодействия ядер будет зависеть от кинетической энергии налетающего иона. Результаты расчета изменения потенциала взаимодействия ^{208}Pb (ΔV) для различных значений $E_{кин}$ приведены в таблице. При этом прицельный параметр изменялся так, что для всех значений кинетической энергии величина R_{min} оставалась постоянной и равной ($R_{int} - 0,9$) фм . Видно, что ΔV падает с ростом $E_{кин}$. Объясняется это тем, что с увеличением $E_{кин}$, благодаря растущей неадиабатичности столкновения, растет энергия возбуждения ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное выше рассмотрение столкновения тяжелых ионов при значениях прицельного параметра, обеспечивающих преобладание во взаимодействии ядер кулоновских сил, показало, что перераспределение нуклонов в ядрах в ходе столкновения достигает величины, позволяющей надеяться на экспериментальное обнаружение эффекта изовекторной поляризации: прямое (образование фрагмента с большим избытком нейтронов) или косвенное (сильное различие ширин зарядовых и массовых распределений продуктов).

Расчеты показали также, что благодаря изменению изовекторной компоненты плотности нуклонов в ядрах, в ходе столкновения заметным образом может измениться потенциал взаимодействия ядер, а следовательно, величина и радиус барьера слияния. Отсюда следует, что учет такой коллективной степени свободы ядра, как изовекторная дипольная мода, важен при построении динамической теории процесса слияния ядер.

Авторы благодарны А.А. Оглоблину за ценные обсуждения на всех этапах выполнения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ogloblin A.A. GSI-Report 79-12, Darmstadt, 1979.
2. Бор. О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, т. 2, изд-во "Мир", М., 1977, с. 587.
3. Альдер К. и др. В кн. "Деформация атомных ядер." ИИ, М., 1958, с.13, с.16.
4. Брагин В.Н., Жуков М.В. ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 725.
5. Бор. О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. т. 1, изд-во "Мир", М., 1971, с. 171.
6. Джолос Р.В., Насиров А.К. ИФ, 1984, т. 40, с. 721.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 сентября 1986 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Джолос Р.В., Иванова С.П., Коровин П.П.

P4-86-625

Изовекторная поляризация ядер в столкновениях тяжелых ионов

Анализируется влияние кулоновского отталкивания в периферических столкновениях тяжелых ионов на распределение протонов и нейтронов в ядрах. Для реакции $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ рассчитаны изменение изовекторной компоненты плотности ядерного вещества, среднее число изовекторных дипольных фононов, возбуждаемых в реакции, при различных значениях кинетической энергии налетающего иона, и перенормировка потенциала взаимодействия ядер, вызванная изменением плотности распределения нуклонов. Показано, что изменение изовекторной компоненты плотности может достигать 15% от плотности ядерной материи.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Jolos R.V., Ivanova S.P., Korovin P.P.

P4-86-625

Isovector Polarization of Nuclei in Heavy Ion Collisions

The influence of the Coulomb repulsion on the distribution of protons and neutrons in nuclei in peripheral heavy ion collisions are analysed. The variation of isovector component of the nuclear density, the average number of giant dipole phonons excited during the collision and the renormalization of the nuclear-nuclear potential due to redistribution of nucleons are calculated for the $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ reaction at different kinetic energies. It is shown that the variation of isovector component of the nuclear density can be as high as 0,15.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986