

♀

Д-421



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3469/2-81

13/VI-81

P4-81-238

Р.В.Джолос, С.П.Иванова, В.Г.Картавенко

ИСПУСКАНИЕ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время идет интенсивное накопление экспериментальных данных об эмиссии легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях налетающего иона порядка $10 \text{ МэВ/нуклон}^{1-7/}$. Феноменологический анализ экспериментальных спектров испускания показывает, что их можно представить в виде суммы двух компонент, первая из которых обусловлена эмиссией из компаунд-ядра и описывает низкоэнергетическую часть спектра испускания, а вторая включает более жесткие частицы, вылетающие преимущественно вперед.

Если анализировать интегральные сечения испускания легких частиц, то имеющихся экспериментальных данных недостаточно, чтобы полностью исключить какой-либо из предлагавшихся механизмов. Если же ограничиться рассмотрением наиболее "жесткой" части спектра, то, на наш взгляд, экспериментальные данные делают предпочтительной гипотезу о предравновесной эмиссии частиц промежуточной системой, образующейся при столкновении двух ядер и эволюционирующей в направлении слияния:

- сечение выхода альфа-частиц остается достаточно большим при переходе от альфа-кластерных ($\text{C}^{12}, \text{O}^{16}$) к более тяжелым налетающим ионам ^{5,13/};

- максимальные энергии испускаемых альфа-частиц соответствуют двухтелному процессу, в котором вылет альфа-частицы сопровождается полным слиянием остаточных ядер ^{4,5/};

- сечение испускания быстрых нейтронов практически не изменяется при переходе от ионов ^{12}C к ионам ^{13}C , несмотря на то, что энергия связи нейтрона в налетающем ионе изменяется при этом от 18,7 до 4,9 МэВ ^{7/}.

В данной работе анализируются следствия гипотезы об эмиссии наиболее быстрых частиц промежуточной составной системой.

2. МОДЕЛЬ

Феноменологическая модель, развиваемая в этом разделе, основывается на предположении, что энергия и импульс, вносимые в составную систему налетающим ионом, первоначально локализируются вблизи места контакта ядер. В последующие моменты времени объем области локализации энергии возбуждения и переданного

импульса увеличивается. Этот процесс сопровождается испусканием легких частиц и заканчивается образованием составного ядра, в котором установилось тепловое равновесие. Начиная с этого момента, эмиссия частиц образовавшейся системой будет описываться испарительной моделью.

Предположение о локализации энергии возбуждения и переданного импульса в настоящее время нельзя считать строго обоснованным. В приложении мы рассмотрим микроскопическую модель процесса столкновения ядер и покажем, что локализация энергии возбуждения и импульса в принципе возможна. Но это не исключает того, что не учтенные нами эффекты сильно изменяют общую картину. Нужно, однако, иметь в виду, что сейчас имеются лишь предварительные экспериментальные данные об эмиссии легких частиц в интересующих нас реакциях, из которых можно извлечь только самую грубую информацию о процессе. В то же время для постановки экспериментов, которые методически очень сложны, необходимы теоретические оценки, например, вклада предравновесных процессов в полное сечение испускания. Поэтому мы рассмотрим процесс испускания легких частиц, основываясь на сформулированной выше модели. Другим обстоятельством в пользу такого рассмотрения является то, что предложенная модель имеет некоторое сходство с моделью "ядерного файерболла"^{/14/}, с успехом применяемой при описании центральных и близких к ним столкновений ядер при энергиях налетающего иона порядка нескольких сот МэВ на нуклон, и может рассматриваться как одно из возможных ее продолжений в область меньших кинетических энергий. С этой точки зрения наши результаты могут оказаться полезными для понимания эволюции механизма взаимодействия ядер с изменением кинетической энергии.

Предварительные результаты, полученные на основе развиваемой модели и относящиеся к форме энергетической и угловой зависимости сечения испускания легких частиц, были приведены в^{/15/}. Они качественно воспроизводят имеющиеся экспериментальные данные. Однако в^{/15/} не были рассчитаны абсолютные сечения, из-за чего трудно было сделать какие-либо выводы относительно вклада обсуждаемого механизма в сечение испускания. В настоящей работе этот недостаток частично ликвидирован, так как для нейтронов даны абсолютные сечения испускания.

Модель, близкая к сформулированной выше, использовалась при рассмотрении периферических и центральных соударений тяжелых ионов в работах^{/16,17/}. Однако в них предполагалась локализация лишь энергии возбуждения. Что касается переданного импульса, то делалось утверждение, что он распределяется практически мгновенно среди всех нуклонов составной системы. Это различие в моделях проявляется при описании угловой зависимости сечения испускания.

Перейдем к более детальному описанию модели. Будем считать, что область локализации энергии возбуждения и импульса включает все нуклоны налетающего иона A_p и часть нуклонов ядра-мишени $A(t)$. Энергию возбуждения $E^*(t)$, сосредоточенную в этой области*, и скорость $v(t)$, с которой она движется /в лабораторной системе/, легко найти, используя законы сохранения энергии, импульса и углового момента:

$$E^*(t) = \epsilon_p \frac{A_p A(t)}{A_p + A(t)} - E_{rot}(t) - Q_{gg} f(t) \quad /1/$$

$$v(t) = v_p / (1 + \frac{A(t)}{A_p}) \quad /2/$$

Здесь ϵ_p - приходящаяся на один нуклон кинетическая энергия налетающего иона, v_p - скорость налетающего иона, Q_{gg} - значение Q -реакции. Функция $f(t)$ учитывает конечное время формирования среднего поля составной системы. Она равна нулю при $t=0$ и выходит на плато за время порядка 10^{-22} с. Величина $E_{rot}(t)$ равна $\pi^2 \ell_{rot}^2(t) / 2J$, где J - момент инерции составного ядра, а $\ell_{rot}(t)$ определяется законом сохранения углового момента. Угловой момент, внесенный в составную систему налетающим ядром, складывается из углового момента движения источника относительно центра составной системы и углового момента вращения составной системы как целого ($\ell_{rot}(t)$). При малых по сравнению с составным ядром размерах источника ($\ell_{rot}(t) = 0$). С ростом размеров этой области, по мере сближения ее центра тяжести с центром тяжести составной системы будет расти $\ell_{rot}(t)$. Если не учитывать отличия формы составной системы и области локализации возбуждения от сферически-симметричной, то приближенно $\ell_{rot}(t) = \ell_i (1 - b(t) / b_i)$, где ℓ_i - начальный угловой момент относительного движения сталкивающихся ядер, b_i - прицельный параметр столкновения,

$$b(t) = \begin{cases} b_i, & \text{если } R(t) \leq R_{CN} - b_i, \\ R_{CN} - R(t), & \text{если } R(t) > R_{CN} - b_i. \end{cases}$$

$R(t)$ - радиус источника, $R_{CN} = r_0 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) / A_T$ - число нуклонов в ядре-мишени/. Что касается зависимости $A(t)$ от времени, то в расчетах предполагалось равномерное расширение источника.

* Так как эта область в дальнейшем представляет для нас интерес как источник быстрых легких частиц, то мы и будем для краткости говорить о ней как об источнике.

Большая энергия возбуждения и большое число нуклонов, заключенных в источнике*, делают возможным, по крайней мере, для описания инклюзивных спектров, введение температуры. Иными словами, мы будем предполагать, что распределение нуклонов в источнике является фермиевским и полностью определяется температурой $T(t) = \left(\frac{a}{A_p + A(t)} E^*(t) \right)^{1/2}$, скоростью движения $v(t)$ и числом нуклонов в источнике $(A_p + A(t))$. Здесь "а" - константа, входящая в выражение для плотности уровней. В системе покоя источника это распределение имеет вид

$$N(\bar{p}, b_i, t) d^3 p = \frac{A_p + A(t)}{\frac{4\pi}{3} p_F^3 \left(1 + \frac{\pi^2}{4} \frac{m T^2(t)}{p_F^2} \right)} \left(1 + \exp \left(\frac{\bar{p}^2 - p_F^2}{2mT(t)} \right) \right)^{-1} d^3 p. \quad /3/$$

В этом выражении p_F - импульс Ферми. Для расчета спектра вылетающих нуклонов необходимо преобразовать /3/ в лабораторную систему и перейти от импульса внутреннего \bar{p} к внешнему $\bar{p}_{\text{внешн.}}$:

$$\bar{p}_{\text{внешн.}}^2 = \bar{p}^2 - p_F^2 - 2mB,$$

где B - энергия связи нуклона. Сечение испускания нуклонов следующим образом выражается через полученное таким путем импульсное распределение $N_{\text{лаб}}(\bar{p}_{\text{внешн.}}, b_i, t)**$:

$$\frac{d^2 \sigma_{\text{лаб.}}}{p_{\text{внешн.}}^2 dp_{\text{внешн.}} d\Omega} = 2\pi \int_0^{b_{\text{crit}}} b_i db_i \int_0^T dt N_{\text{лаб}}(\bar{p}_{\text{внешн.}}, b_i, t) \lambda_c(p_{\text{внешн.}}) / 4/$$

Здесь λ_c - вероятность испускания нуклона^{18/}, T - время жизни возбужденной составной системы. При выводе /4/ не учтены следующие два факта:

- уменьшение температуры и числа нуклонов в источнике из-за эмиссии частиц до момента t ;
- поглощение нуклонов при их движении в холодном ядерном веществе после вылета из нагретой области.

Основанием для первого приближения является то, что предравновесная эмиссия дает вклад порядка процента в полное сечение слияния. Поэтому учет первого факта практически не отра-

* В рассматриваемых ниже примерах оно равно ≈ 40 в момент достижения максимальной температуры.

** Здесь предположено, что коэффициенты проницаемости равны 1 при $b \leq b_{\text{crit}}$ и нулю при $b > b_{\text{crit}}$:

зится на величине сечения в районе "испарительного максимума", и тем самым не повлияет на одну из интересующих нас характеристик спектра испускания: величину спада сечения от "испарительного максимума" до "перегиба" к предравновесной компоненте.

Учет второго факта не изменит результаты существенным образом, поскольку длина свободного пробега нуклонов в ядерном веществе при интересующих нас энергиях превышает $7f$ ^{/12/}.

В выражении /4/ удобно разбить интеграл по времени на предравновесную /до τ_{eq} / и равновесную /от τ_{eq} до T / части. Поскольку, начиная с момента τ_{eq} , импульсное распределение нуклонов перестает зависеть от времени, то /2/ можно переписать следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{p_{внешн.}^2 dp_{внешн.} d\Omega} = 2\pi \int_0^{b_{crit}} b_i db_i \int_0^{\tau_{eq}} dt N_{лаб}(\bar{p}_{внешн.}, b_i, t) \times$$

$$\times \lambda_c(p_{внешн.}) + 2\pi \int_0^{b_{crit}} b_i db_i N_{лаб}(\bar{p}_{внешн.}, b_i, eq) \lambda_c(p_{внешн.}) \cdot T. \quad /5/$$

Здесь предположено, что $N_{лаб}(\bar{p}_{внешн.}, b_i, eq)$ - равновесное распределение и $T \gg \tau_{eq}$. Второе слагаемое в /5/ - это вклад обычного испарительного механизма /но без учета влияния вращения компаунд-ядра на испарение нуклонов/. В этом легко убедиться, если вспомнить, что

$$N_{лаб}(\bar{p}_{внешн.}, eq) = \frac{\omega[E^*(eq) - V - \frac{(\bar{p}_{внешн.} - m\bar{v}(eq))^2}{2m}]}{\omega[E^*(eq)]} \cdot g, \quad /6/$$

где $\omega[E^*(eq)]$, $\omega[E^*(eq) - V - \frac{(\bar{p}_{внешн.} - m\bar{v}(eq))^2}{2m}]$ - плотности состояний, соответственно, компаунд-ядра и ядра-остатка, g - одночастичная плотность ^{/18/}, $E^*(eq)$ и $\bar{v}(eq)$ - значения величин /1/ и /2/ при $t = \tau_{eq}$. Подставляя /6/ в /5/ и используя выражения ^{/18/}:

$$\lambda_c(p_{внешн.}) = \frac{\sigma \cdot p_{внешн.}^2}{\pi^2 \hbar^3 g}, \quad T = \Gamma^{-1},$$

где σ - сечение захвата нуклона, а Γ - полная вероятность распада компаунд-ядра, получаем для второго слагаемого в /5/:

$$2\pi \int_0^{b_{crit}} b_i db_i \frac{W_{weisskopf}(p_{внешн.})}{\Gamma},$$

где $W_{weisskopf}$ - преобразованная в лабораторную систему вероятность испускания нуклона возбужденным ядром, найденная в ^{/19/}.

Итак, мы естественным образом пришли к выражению, которое содержит как предравновесный, так и равновесный вклады. Расчет предравновесной компоненты был выполнен с помощью формул /5/ /первое слагаемое/ и /1-3/. Испарительная компонента рассчитывалась по более точным, чем /5/, формулам на основе каскадного испарения частиц с помощью программы GROGI-2 /20/, которая позволяет детально проследить за распадом возбужденного составного ядра с вылетом нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов. Все эти виды распада свободно конкурируют в соответствии с фазовым объемом в каждом канале. Таким образом, для расчетов нам важен выбор оптического потенциала, вид плотности уровней составного ядра.

Все параметры выбирались в соответствии с рекомендациями работ /21-24/. Для качественного обсуждения угловой анизотропии использовались формулы /25/. Для расчета анизотропии необходимо знать величины I^2 , $\langle l^2 \rangle$ /средние моменты компаунд-ядра и вылетающей частицы/ и параметры, требуемые для вычисления момента инерции и плотности уровней. В данных расчетах плотность уровней выбирается в модели ферми-газа, а момент инерции рассчитывается в твердотельном приближении.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Из приведенных выше формул следует, что угловая зависимость предравновесной компоненты сечения испускания определяется скоростью движения источника, а энергетическая зависимость - его температурой. Из /1/ видно, что максимальная температура источника достигается при $A(t) \approx A_p$. В этом случае $v(t) = \frac{1}{2} v_p$, что для рассматриваемых ниже реакций заметно превосходит скорость компаунд-ядра и обуславливает усиление выхода нуклонов в направлении пучка.

На рис.1 приведен рассчитанный нами энергетический спектр нейтронов в реакции $^{18}\text{Tl} + ^{22}\text{Ne}$ ($E_{\text{лаб}} = 8,1$ МэВ/нукл.) \rightarrow п + ... при $\theta = 0^\circ$ /6/. В этом примере предравновесная компонента начинает преобладать над испарительной при энергии нейтронов ≈ 23 МэВ. Однако переход от одной компоненты к другой достаточно плавный, без резкого перегиба. Вклад предравновесной компоненты в полное сечение испускания составляет несколько процентов.

На рис.2 приведены результаты аналогичного расчета, но для реакции $^{158}\text{Gd} + ^{12}\text{C}$ / $E_{\text{лаб}} = 12,5$ МэВ/нуклон/ \rightarrow п + ... В этом примере кинетическая энергия, приходящаяся на один нуклон налетающего иона, выше, чем в предыдущем, и переход от испарительной компоненты к предравновесной проявился более четко. Однако этот переход имеет место при большей энергии нейтронов / ≈ 20 МэВ/, чем в экспериментальном спектре / ≈ 12 МэВ/ /7/.

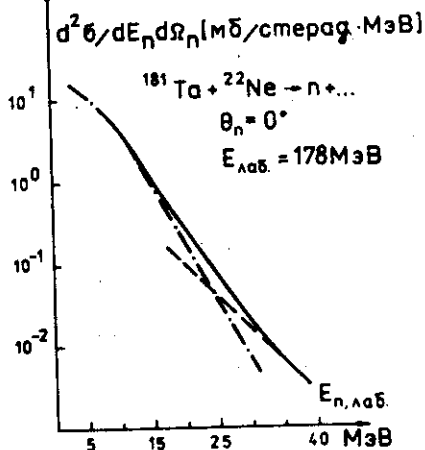


Рис.1. Спектр нейтронов в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne} / E_{\text{лаб.}} = 178 \text{ МэВ}$ при $\theta = 0^\circ$.

— — — — — испарительная компонента, — — — — предравновесная компонента, ————— суммарный спектр.

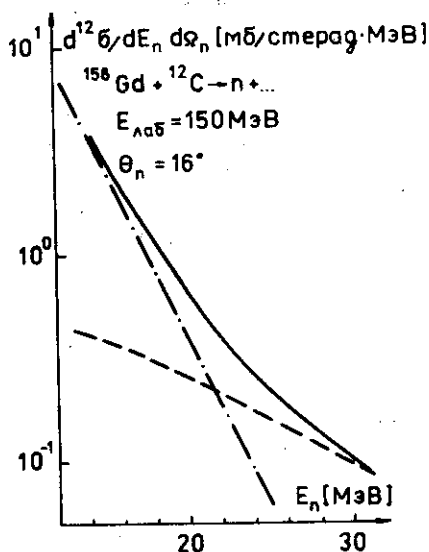


Рис.2. Спектр нейтронов в реакции $^{158}\text{Gd} + ^{12}\text{C} / E_{\text{лаб.}} = 150 \text{ МэВ}$ при $\theta = 16^\circ$.

— — — — — испарительная компонента, — — — — предравновесная компонента, ————— суммарный спектр.

Так как в рассматриваемой модели максимальная температура источника, реализуемая в процессе его эволюции, определяется только кинетической энергией, приходящейся на один нуклон налетающего иона, а не полной кинетической энергией, то было бы интересно сравнить теоретические спектры и экспериментальные данные для одной и той же комбинации налетающий ион - ядро - мишень, но при различных кинетических энергиях налетающего иона. Такие данные получены в ^{4,5}, но для альфа-частиц, а не нуклонов. Расчет абсолютных сечений выхода альфа-частиц связан с нахождением эффективных чисел альфа-частиц в ядрах, что представляет собой самостоятельную и достаточно сложную задачу. В данной работе эти величины не рассчитывались, и на рис.3

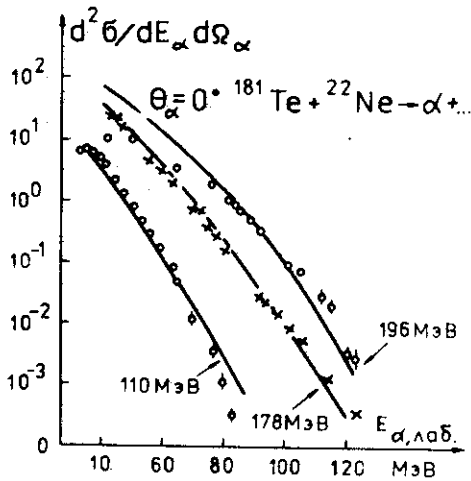


Рис. 3. Энергетические спектры альфа-частиц в реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne} / E_{\text{лаб.}} = 110, 178$ и 196 МэВ при $\theta = 0^\circ$. \circ , \times - экспериментальные данные, ——— - теоретические спектры.

и экспериментальные данные. Видно, что расчет воспроизводит изменение формы спектра с ростом кинетической энергии налетающего иона.

приведены теоретические результаты для сечения выхода альфа-частиц под углом $\theta = 0^\circ$ в реакциях $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne} / E_{\text{лаб.}} = 5,5; 8,1$ и $10 \text{ МэВ/нукл.} / \rightarrow \alpha + \dots$ с произвольной, но общей для всех трех реакций нормировкой. Там же показаны

ПРИЛОЖЕНИЕ

Гамильтониан фермионной системы с произвольным двухчастичным взаимодействием $v(\vec{x}, \vec{x}')$ можно следующим образом записать в терминах операторов плотности $\rho(\vec{x})$ и тока $\vec{j}(\vec{x})$ ²⁶:

$$H = \frac{1}{2} m \int d^3 x \bar{j}(\vec{x}) \rho^{-1}(\vec{x}) \vec{j}(\vec{x}) + \int d^3 x d^3 y \rho(\vec{x}) v(\vec{x}, \vec{y}) \rho(\vec{y}).$$

Для простоты здесь не приведена поверхностная энергия.

Будем предполагать следующую картину процесса столкновения ядер. Начиная с момента контакта, происходит перестройка средних полей сталкивающихся ядер и формирование общего для составной системы среднего поля. В результате этого процесса часть энергии относительного движения перейдет во внутреннее возбуждение. Другая ее часть сосредоточится на коллективной моде, описываемой переменной \bar{R} -относительным расстоянием между центрами сталкивающихся ядер. Сейчас нет ясного понимания того, каков относительный вклад в диссипацию кинетической энергии этих двух процессов: релаксации среднего поля и последующего перехода энергии относительного движения на внутреннее возбуждение за счет связи одночастичного движения нуклонов с коллективным относительным движением двух частей составной системы. Мы сосредоточим внимание на втором процессе, предположив, что релаксация среднего поля происходит мгновенно.

Удобно выделить из оператора плотности $\rho(\mathbf{x})$ усредненную плотность $\rho_0(\mathbf{x}) = \langle \rho(\mathbf{x}) \rangle$ и флуктуирующую часть ρ' ($\rho = \rho_0 + \rho'$). Ток $\bar{\mathbf{j}}(\bar{\mathbf{x}})$ равен сумме тока, связанного с относительным движением частей составной системы $\bar{\mathbf{j}}_{\text{отн.}}(\bar{\mathbf{x}})$, и одночастичного тока $\bar{\mathbf{j}}_{\text{s.p.}}(\bar{\mathbf{x}})$:

$$\bar{\mathbf{j}}(\mathbf{x}) = \bar{\mathbf{j}}_{\text{отн.}}(\mathbf{x}) + \bar{\mathbf{j}}_{\text{s.p.}}(\mathbf{x}); \quad \bar{\mathbf{j}}_{\text{отн.}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{m} \rho(\mathbf{x}) \bar{\mathbf{p}}_{\text{отн.}}(\mathbf{x}),$$

$$\bar{\mathbf{j}}_{\text{s.p.}}(\mathbf{x}) \equiv \frac{\hbar}{2mi} (\psi^+(\mathbf{x}) \bar{\nabla} \psi(\mathbf{x}) - \bar{\nabla} \psi^+(\mathbf{x}) \cdot \psi(\mathbf{x})),$$

где $\bar{\mathbf{p}}_{\text{отн.}}(\mathbf{x})$ - импульс относительного движения, приходящийся на один нуклон. Импульс $\bar{\mathbf{p}}_{\text{отн.}}$ изменяет направление при переходе через "шейку", связывающую две части составной системы. Рассмотрение ведется в системе центра масс. В результате этих подстановок:

$$H = \frac{1}{2m} \int d^3x \rho(\mathbf{x}) \bar{\mathbf{p}}_{\text{отн.}}^2(\mathbf{x}) + \epsilon(\rho_0) + \frac{m}{2} \int d^3x \bar{\mathbf{j}}_{\text{s.p.}}(\mathbf{x}) \rho^{-1}(\mathbf{x}) \bar{\mathbf{j}}_{\text{s.p.}}(\mathbf{x}) +$$

$$+ (\epsilon(\rho_0 + \rho') - \epsilon(\rho_0)) + \int d^3x \bar{\mathbf{p}}_{\text{отн.}}(\mathbf{x}) \bar{\mathbf{j}}_{\text{s.p.}}(\mathbf{x}), \quad /П.1/$$

$$\epsilon(\rho) \equiv \int d^3x d^3y \rho(\mathbf{x}) v(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \rho(\mathbf{y}).$$

Первые два слагаемых в /П.1/ - это кинетическая и потенциальная энергия относительного движения. После образования среднего поля составной системы величина $\epsilon(\rho_0)$ переходит в энергию основного состояния, рассчитанную в гидродинамическом приближении, а кинетическая энергия становится энергией коллективного движения составной системы, связанного с относительным движением ее частей. Следующие два члена - гамильтониан внутреннего движения. Мы возьмем его в одночастичном приближении. Последнее слагаемое описывает связь относительного движения с внутренним. Будем в дальнейшем предполагать известным одночастичный потенциал $U(\mathbf{x})$, одночастичные энергии и собственные функции $f_s(\mathbf{x})$ внутреннего одночастичного гамильтониана.

Таким образом, внутреннее состояние составной системы описывается следующим зависящим от времени гамильтонианом:

$$H = \frac{1}{2m} \int d^3x \rho(\mathbf{x}) \bar{\mathbf{p}}_{\text{отн.}}^2(\mathbf{x}) + \epsilon(\rho_0) + \sum_s \epsilon_s a_s^+ a_s +$$

$$\int d^3x \bar{\mathbf{p}}_{\text{отн.}}(\mathbf{x}) \cdot \frac{\hbar}{2mi} (\psi^+(\mathbf{x}) \bar{\nabla} \psi(\mathbf{x}) - \bar{\nabla} \psi^+(\mathbf{x}) \cdot \psi(\mathbf{x})), \quad /П.2/$$

$$\psi^+(\mathbf{x}) = \sum_s f_s^*(\mathbf{x}) a_s^+, \quad [a_s, a_{s'}^+]_+ = \delta_{ss'}$$

В приближении, аналогичном RPA, когда используется квазибозонное приближение для коммутаторов парных фермионных операторов*, нетрудно найти собственное состояние N :

$$|\psi\rangle \sim \exp\left(\sum_{s_s} \chi_{s_s}(t) \theta(\epsilon_s - \epsilon_F) \theta(\epsilon_F - \epsilon_{s'}) a_s^+ a_{s'}\right) |0\rangle,$$

$$\chi_{s_s}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' \exp\left(-\frac{i}{\hbar}(\epsilon_s - \epsilon_{s'})(t-t')\right) \gamma_{s_s}(t'), \quad /П.3/$$

$$\gamma_{s_s}(t) = \frac{\hbar}{2mi} \int d^3y \bar{p}_{отн}(y,t) (f_s^*(y) \bar{\nabla} f_{s'}(y) - \bar{\nabla} f_s^*(y) \cdot f_{s'}(y)),$$

где $|0\rangle$ - основное состояние.

С помощью волновой функции /П.3/ вычисляется плотность распределения по ядерной системе внутренней энергии возбуждения и тока нуклонов. Эти результаты можно получить, не конкретизируя вида функций $f_s(x)$, а используя только условие их полноты и тот факт, что сумма $\sum_{s(\epsilon_s < \epsilon_F)} f_s^*(x) f_s(y)$ равна $\rho_0(x)$ при $x=y$ и быстро спадает с ростом $|\bar{x}-\bar{y}|$. Мы предположили, что

$$\sum_{s(\epsilon_s < \epsilon_F)} f_s^*(\bar{x}) f_s(\bar{y}) = \rho_0 \left(\frac{\bar{x}+\bar{y}}{2}\right) \exp\left(-\frac{(\bar{x}-\bar{y})^2}{2r_0^2}\right),$$

где r_0 по порядку величины равен межнуклонному расстоянию. Можно показать, что энергия возбуждения и ток $\langle \psi | \bar{j}_{s.p.} | \psi \rangle$ концентрируются там, где или резко изменяется импульс $\bar{p}(x,t)$, т.е. в области контакта ядер, или велик градиент плотности $\rho_0(x)$, т.е. в поверхностном слое. Например, для плотности энергии возбуждения в области контакта ядер получаем /при малых t / следующий результат:

$$E^*(x,t) = -\frac{5\hbar^2}{2m\Gamma_0^2} \rho(x) \int_0^t dt' \operatorname{div} \bar{p}_{отн.}(\bar{x},t'). \quad /П.4/$$

Для оценки величины энергии возбуждения, сосредоточенной в области контакта, возьмем

$$\bar{p}_{отн.}(\bar{x},t) = \frac{m A_p A_T}{A_p + A_T} \bar{R}(t) \left(\frac{\theta(-x_3)}{A_p} - \frac{\theta(x_3)}{A_T} \right).$$

Здесь $\bar{R}(t)$ - скорость относительного движения ядер. Ось x_3 проходит через центры ядер. Начало координат выбрано так, что при $x_3 < 0$ $\bar{p}_{отн.}$ направлен вдоль \bar{R} , а при $x_3 > 0$ - в проти-

* Это оправдано, поскольку возбуждается большое число различных частично-дырочных состояний, и каждое конкретное состояние имеет маленькую вероятность возбуждения.

в противоположном направлении. Проинтегрировав /П.4/ по области контакта ядер, получаем:

$$E^*(t) = \frac{5\hbar^2}{2mr_0^2} \rho_0 S \int_0^t dt' \frac{\dot{\bar{R}}(t') \bar{R}(t')}{|\dot{\bar{R}}(t')|},$$

где S - площадь сечения "шейки". Величина $\rho_0 S \int_0^t dt' \frac{\dot{\bar{R}}(t') \bar{R}(t')}{|\dot{\bar{R}}(t')|}$ приближенно равна числу нуклонов в зоне контакта, а $5\hbar^2/2mr_0^2 =$

-100 МэВ. Таким образом, в зоне контакта сосредоточиваются и импульс, внесенный налетающим ионом, и большая энергия возбуждения.

Используя волновую функцию /П.3/, можно рассчитать импульсное распределение нуклонов $N(\bar{p}, t)$ в возбужденной составной системе. В этом случае необходимо конкретизировать вид функций $f_s(\bar{x})$. Для качественных оценок мы заменим $f_s(\bar{x})$ плоскими волнами. Это означает, что мы пренебрегли поверхностными эффектами. В результате для нуклонов с энергией выше энергии Ферми получается следующий результат:

$$N(\bar{p}, t) = (2\pi)^{-6} \left(\frac{A_p A_T}{2\rho_0 (A_p + A_T)} \right)^2 \int d^3q \theta(p_F - q) \int_0^t dt_1 \int_0^t dt_2 \times \\ \times [(\bar{p} - \bar{q}) \bar{R}(t_1) |(\bar{p} - \bar{q}) \bar{R}(t_2)| \exp\{-\frac{i}{\hbar}(\epsilon_p - \epsilon_q)(t_1 - t_2) + i(\bar{p} + \bar{q})(\bar{R}(t_1) - \\ - \bar{R}(t_2))\} \cdot (\exp(-\frac{1}{2}(\bar{p} + \bar{q})^2 R_p^2) + \exp(-\frac{1}{2}(\bar{p} + \bar{q})^2 R_T^2)).$$

Если предположить для простоты, что закон торможения ступенчатый:

$$\dot{\bar{R}}(t) = \begin{cases} \bar{v}, & t \leq \tau, \\ 0, & t > \tau, \end{cases}$$

то получается следующее выражение для $N(\bar{p}, \tau)$:

$$N(\bar{p}, \tau) = 2(2\pi)^{-5} \left(\frac{A_p A_T}{2\rho_0 (A_p + A_T)} \right)^2 \frac{(\bar{p}\bar{v})^2}{p} \int_0^{p_F} q dq (1 - \frac{q}{p})^2 \times \\ \times \frac{1 - \cos(\frac{1}{\hbar}(\epsilon_p - \epsilon_q) - \bar{p}\bar{v}(1 - q/p))\tau}{\{\frac{1}{\hbar}(\epsilon_p - \epsilon_q) - \bar{p}\bar{v}(1 - \frac{q}{p})\}^2} \left(\frac{1}{R_p^2} \exp[-\frac{1}{2}p^2 R_p^2 (1 - \frac{q}{p})^2] \right. /П.4/ \\ \left. + \frac{1}{R_T^2} \exp[-\frac{1}{2}p^2 R_T^2 (1 - \frac{q}{p})^2] \right).$$

Следующие основные черты характеризуют распределение /П.5/:

- факторы $(\bar{p}\bar{v})^2$ и $\frac{1 - \cos\{\frac{1}{\hbar}(\epsilon_p - \epsilon_q) - \bar{p}\bar{v}(1 - q/p)\}r}{\{\frac{1}{\hbar}(\epsilon_p - \epsilon_q) - \bar{p}\bar{v}(1 - q/p)\}^2}$ обуславлива-

ют преимущественное возбуждение частиц с импульсами \bar{p} , направленными вдоль скорости налетающего иона \bar{v} . Таким образом, угловое распределение имеет максимум вперед;

- наклон высокоэнергетической части спектра не зависит непосредственно от скорости /энергии на нуклон/ налетающего иона. Но вклад эмиссии из начального состояния системы в полный спектр испускания будет расти с ростом v пропорционально v^2 и одновременно будет расти эффективный наклон энергетического спектра /оггибающая испарительной и предравновесной компонент/, т.е. эффективная температура;

- полное число нуклонов с $p > p_F$ растет с ростом числа нуклонов в налетающем ионе.

Именно эти черты характеризуют импульсное распределение нуклонов и в модели "движущегося источника".

ЛИТЕРАТУРА

1. Zolnowsky D.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.92.
2. Siwek-Wilczynska K. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1599.
3. Волков В.В. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, 42, с.2234.
4. Gierlik E. et al. Z.Phys., 1980, A295, p.295.
5. Оганесян Ю.Ц. В кн.: Труды международной школы по структуре ядра. ОИЯИ, Д4-80-385, Дубна, 1980, с.261.
6. Борча К. и др. В кн.: Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с.62; Блинов М.В. и др. Там же, с.64.
7. Gavron A. et al. Preprint ORNL, 1980.
8. Britt H.C., Quinton A.R. Phys.Rev., 1961, 124, p.877.
9. Lukyanov V.K., Petkov I. Nucl.Phys., 1963, 49, p.529.
10. Бунаков В.Е., Загребнов В.И., Коложвари А.А. В кн.: Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с.66.
11. Иванова С.П., Калинин Б.Н. ОИЯИ, Р-1881, Дубна, 1964.
12. Bondorf J.P. et al. Nucl.Phys., 1980, A333, p.285.
13. Капусцик А. и др. ЯФ, 1967, 6, с.1142.
14. Gosset J. et al. Phys.Rev., 1977, C16, p.629.
15. Джолос Р.В., Картавенко В.Г. ОИЯИ, Р4-80-37, Дубна, 1980.
16. Garpman S.I.A., Sperber D., Zielinska-Pfabe M. Phys.Lett., 1980, B90, p.53.
17. Morrison W.W. et al. Phys.Lett., 1980, B93, p.379.

18. Blann M. In: Proc. of the Int. School on Nucl. Phys., Bucharest, 1976, p.283.
19. Weisskopf V.F. Phys.Rev., 1937, 52, p.295.
20. Gilat J. Preprint BNL-50246 (T-580), 1970.
21. Thomas T.D. Phys.Rev., 1959, 116, p.703.
22. Wilmore D., Hodgson P.E. Nucl.Phys., 1964, 55, p.673.
23. Perey F.G. Phys.Rev., 1963, 131, p.745.
24. Huizenga J.R., Igo G. Nucl.Phys., 1962, 29, p.462.
25. Ericson I. In: Adv. in Phys., 1960, 9, p.425.
26. Халатников И.М. Введение в теорию сверхтекучести. "Наука", М., 1965; Dashen R.F., Sharp D.M. Phys.Rev., 1975, 165, p.1857.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1981 года.