ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 8132

А.С.Пак, А.В.Тарасов

СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ В НЕДИФРАЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 8132

А.С.Пак, * А.В.Тарасов

СТРУКТУРА СЕЧЕНИЙ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ В НЕДИФРАЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ

Направлено в ЯФ

* ИЯФ АН УзССР

При анализе экспериментальных данных по рождению нестабильных частиц на ядрах с целью определения характеристик их взаимодействия с нуклонами необходимо иметь правильные соотношения между амплитудами /сечениями/ процессов когерентного /некогерентного/ рождения частиц на ядрах $1 + A \to 2 + A'$ и соответствующими величинами, описывающими процессы рождения на нуклонах $1 + N \to 2 + N$. Обычно в качестве таких соотношений использовались квазиклассические формулы вида /1,2/:

$$F_C^A(\vec{q}) = f(\vec{q})\, S(\vec{q}), \qquad /1/$$

$$S(\vec{q}) = 2\pi \int dz\, b\, db\, \rho(b,z)\, J_0(qb)\, e^{i\Delta z - \frac{\sigma_1'}{2} T_-(b,z) - \frac{\sigma_2'}{2} T_+(b,z)}$$

и

$$\frac{d\sigma_{IC}^A}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} N(\sigma_1, \sigma_2); \qquad /2/$$

Здесь

$$N(\sigma_1, \sigma_2) = 2\pi \int b\, db \frac{e^{-\sigma_1 T(b)} - e^{-\sigma_2 T(b)}}{\sigma_2 - \sigma_1}.$$

Поясним обозначения, использованные в /1/ и /2/ и часто встречающиеся в дальнейшем. $F^A(\vec{q})$, $\frac{d\sigma^A}{d\Omega}$ - амплитуда и дифференциальное сечение процесса $1 + A \to 2' + A'$, $f(\vec{q})$, $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ - амплитуда и дифференциальное сечение процесса $1+N \to 2+N$, $S(\vec q)$ - формфактор, $N(\sigma_1, \sigma_2)$ - эффективное число нуклонов, определенное в работе /2/, $\rho(\vec r) = \rho(\vec b, z)$ - плотность распределения ядерной материи, $\vec b$ - двумерный вектор в плоскости, ортогональной импульсу падающей частицы /т.н. прицельный параметр/, z - компонента радиуса-вектора r, параллельная импульсу падающей частицы, $\vec q$ - поперечная передача импульса, $\Delta \simeq \dfrac{m_2^2 - m_1^2}{2k}$ - продольная передача импульса; m_1, k - масса и импульсы налетающей частицы, m_2 - масса родившейся частицы; σ_1, σ_2 - полные сечения взаимодействия с нуклоном налетающей и родившейся частиц, соответственно: $\sigma'_{1(2)} = \sigma'_{1(2)}(1 - i\alpha_{1(2)})$, $\alpha_{1(2)} = \dfrac{\mathrm{Re}\, f_{1(2)}(0)}{\mathrm{Jm}\, f_{1(2)}(0)}$ - отношение реальной части амплитуды рассеяния частиц 1 и 2 на нуклоне к мнимой на нулевой угол, $J_0(qb)$ - функция Бесселя нулевого порядка, $T(\vec b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec b, z)\, dz$, $T_-(\vec b, z) = \int_{-\infty}^{z} \rho(\vec b, z')\, dz'$, $T_+(z, \vec b) = \int_z^{\infty} \rho(\vec b, z')\, dz'$. Однако исследования поледних лет /4,6,8,9/ показали, что соотношения вида /1/, /2/ не являются универсальными, как это предполагалось ранее. Было показано, что структура этих соотношений определяется свойствами амплитуд элементарных процессов рождения на нуклоне и в зависимости от них формулы /1/, /2/ должны быть соответствующим образом модифицированы.

Для процессов когерентного рождения оказалось необходимым различать процессы дифракционные, в которых разрешен обмен полюсом Померанчука и недифракционные, в которых обмен помероном запрещен и в реакциях на ядрах доминирует ω-обмен. В последнем случае независящая от спина часть амплитуды элементарного процесса рождения на нуклоне $f(\vec q)$ обращается в нуль при $\vec q = 0$. Используемое обычно приближение, которое состоит в том, что в выражениях вида

$$\int \Gamma(\vec b - \vec s)\, T(\vec s)\, d\vec s = \frac{1}{2\pi i k} \int f(\vec q)\, S_0(\vec q)\, e^{i\vec q \vec b}\, d\vec q,$$

$$S_0(\vec q) = \int \rho(\vec r)\, e^{i\vec q \vec r}\, d\vec r = \int T(\vec s)\, e^{i\vec q \vec b}\, d\vec s,$$

$$\Gamma(\vec b) = \frac{1}{2\pi i k} \int f(\vec q)\, e^{-i\vec q \vec b}\, d\vec q,$$

являющихся основным составным элементом формул типа глауберовских, амплитуда $f(q)$ выносится из-под знака интеграла в точке $q = 0$ с учетом малости радиуса элементарного взаимодействия по сравнению с радиусом ядра, приводит к бессмысленному результату. А именно, амплитуда процесса рождения на ядре в этом приближении обращается в нуль.

Более корректной оказывается следующая процедура /3/. Амплитуда недифракционного процесса рождения $1 + N \to 2 + N$ представима в виде

$$f(\vec q) = i\vec c\vec q\, \phi(\vec q), \qquad /4/$$

где $\vec c$ - независящий от передачи $\vec q$ вектор, построенный из вектора импульса налетающей частицы и векторов поляризации частиц 1 и 2, а $\phi(\vec q)$ - функция с "нормальным" поведением ($\phi(0) \neq 0$) и шириной дифракционного конуса, определяемой радиусом элементарного взаимодействия d. Тогда с точностью до величин $(d/R)^2$, где R - радиус ядра, выражение для интеграла /3/ примет вид

$$\int f(\vec q)\, S_0(\vec q)\, e^{i\vec q \vec b}\, d\vec q \simeq i\phi(0) \int \vec c\vec q\, S_0(q)\, e^{i\vec q \vec b}\, d\vec q = (2\pi)^2\, \phi(0)\, \vec c\, \vec\nabla\, T(\vec b). \qquad /5/$$

При этом для амплитуды когерентного рождения на ядре получим следующий результат:

$$F^A(\vec q) = i\vec c\vec q\, \phi(0)\, \tilde{\tilde S}(\vec q) \simeq i\vec c\vec q\, \phi(q)\, \tilde{\tilde S}(\vec q), \qquad /6/$$

где

$$S(\vec q) = 4\pi \int dz\, db\, b\, \frac{J_1(\vec q \vec b)}{qb}\, \vec\nabla\, \rho(b, z) \times$$

$$\times \exp[i\Delta z - \frac{\sigma_1'}{2} T_-(\vec{b},z) - \frac{\sigma_2'}{2} T_+(\vec{b},z)];$$

$J_1(\vec{q}\vec{b})$ - функция Бесселя первого порядка. Формфакторы $S(\vec{q})$ и $\tilde{S}(\vec{q})$ примерно одинаково зависят от передачи импульса $\vec{q}$, но имеют разную зависимость от атомного номера ядра A и для тяжелых ядер при $\sigma_1 = \sigma_2 = 30$ *мбн* различаются примерно вдвое, причем $|\tilde{S}| > |S|$. Это легко видеть, рассматривая случай $k \to \infty$, т.е. при $\Delta \to 0$ и полагая $\sigma_1' = \sigma_2' = \sigma$. Тогда выражения для формфакторов при $q = 0$ примут вид:

$$S(0) = \int T(\vec{b})\, e^{-\frac{\sigma'}{2}T(\vec{b})} d\vec{b} = N(\frac{\sigma'}{2}, \frac{\sigma'}{2}), \qquad /7/$$

$$\tilde{S}(0) = \int \frac{1 - e^{-\frac{\sigma'}{2}T(\vec{b})}}{\frac{\sigma'}{2}} d\vec{b} = N(0, \frac{\sigma'}{2}). \qquad /7'/$$

Использование формфактора $S(\vec{q})$ вместо $\tilde{S}(\vec{q})$ при анализе данных по когерентному фоторождению π^0-мезонов на ядре Pb /5/ привело к бессмысленному результату. Значение подгоночного параметра, которым являлся квадрат модуля независящей от спина части амплитуды процесса $\gamma N \to \pi^0 N$ оказалось больше экспериментально измеренного значения дифференциального сечения этого процесса. Это противоречие было устранено в работе /4/, где было впервые получено правильное выражение для ядерного формфактора $\tilde{S}(\vec{q})$ в недифракционных процессах рождения. Независимо этот результат получен в работе /6/.

Анализ данных /см. работу /7/ / по сечению процесса $K^+ A \to K^{+*} A$ при использовании величин $S(\vec{q})$ вместо $\tilde{S}(\vec{q})$ не позволил объяснить наблюдаемую зависимость сечения от атомного номера A вне области эффекта Примакова. И лишь аккуратный учет структуры амплитуды процесса $K^+ A \to K^{+*} A$ по формуле /6/ привел к самосогласованным результатам.

Приведенные примеры, с одной стороны, показывают важность корректного описания процессов когерентного взаимодействия частиц с ядрами, а с другой, - наводят на мысль о возможной неуниверсальности и соотношения /2/ для сечений некогерентных процессов. Действительно, исследование структуры сечений процессов некогерентного рождения, приведенное в работе /8/, показало, что даже при $f(0) \neq 0$ выражение /2/ применимо лишь для описания процессов типа перезарядки, например, таких, как $\pi^- A \to \pi^0(\eta^0) A'$, т.е. в тех случаях, когда не могут интерферировать амплитуды рождения частиц на разных нуклонах ядра. Строго говоря, это утверждение по отношению к процессам перезарядки справедливо лишь при пренебрежении тождественностью нуклонов, с учетом которой возникают эффекты интерференции амплитуд перезарядки частиц на разных нуклонах. Эти эффекты существенны при очень малых квадратах переданных импульсов $q^2 \approx R^{-2}$. В общем случае с учетом такого типа интерференционных членов соотношение /2/ должно быть модифицировано, и возникающие при этом поправки в ряде случаев могут даже менять порядок величины сечения некогерентного рождения.

Согласно результатам работы /8/, сечение некогерентного рождения частиц в дифракционных процессах в пренебрежении эффектами многократных перерассеяний, существенных лишь при достаточно больших передачах, может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\pi \int db\, dz\, b \rho(b,z) <|A(b,z,q)|^2>;$$

$$A(b,z,q) = f_{12}(q)\, V(b,z,\Delta) - \frac{2\pi}{ik} <f_{12}(0)> f_{22}(q) \times$$
$$\times \int_z^{\infty} dz' \rho(b,z')\, V(b,z',\Delta) - \frac{2\pi}{ik} <f_{12}(0)> f_{11}(q) \times \qquad /8/$$
$$\times \int_{-\infty}^{z} dz' \rho(b,z')\, V(b,z',\Delta);$$

$$V(b,z',\Delta) = \exp[i\Delta z - \frac{\sigma_1'}{2} T_-(b,z) - \frac{\sigma_2'}{2} T_+(b,z)].$$

$(f_{11}(\vec q), f_{22}(\vec q)$ - амплитуды рассеяния на нуклоне налетающей и родившейся частиц, соответственно, $f_{12}(\vec q)$ - амплитуда процесса $1 + N \to 2 + N$. Скобки $< >$ означают усреднение по спину нуклона.

При низких энергиях $(\Delta R >> 1)$ из-за подавления вклада интерференционных слагаемых в правой части выражения /8/оно приводит к результатам,численно практически совпадающим с результатами, получающимися при применении формулы /2/.

При высоких энергиях $(\Delta R << 1)$, полагая зависимость амплитуд $f_{11}(\vec q)$, $f_{22}(\vec q)$ и амплитуды дифракционного процесса рождения $f_{12}(\vec q)$ от передачи импульса $\vec q$ одинаковой, для дифференциального сечения процессов рождения на ядре получим выражение

$$\frac{d\sigma^A}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \tilde{\tilde{N}}(\sigma_1', \sigma_2'), \qquad /9/$$

где $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ - дифференциальное сечение элементарного процесса $1+N \to 2+N$, а $\tilde{\tilde{N}}(\sigma_1', \sigma_2')$ определяется следующим образом:

$$\tilde{\tilde{N}}(\sigma_1', \sigma_2') = \int d\vec b\, T(\vec b) \left| \frac{\sigma_1' e^{-\frac{\sigma_1'}{2} T(\vec b)} - \sigma_2' e^{-\frac{\sigma_2'}{2} T(\vec b)}}{\sigma_2' - \sigma_1'} \right|^2 . \qquad /10/$$

Формула /9/ для частного случая $\sigma_1' = \sigma_2'$ недавно была получена в работе [9].

Для процессов фоторождения векторных мезонов $\sigma' = 0$ величина $N(0, \sigma')$ переходит в $\tilde{\tilde{N}}(\sigma, \sigma) = N_1(0, \sigma)$, что обычно интерпретируется как адроно-подобное поведение фотона при сверхвысоких энергиях.

Если непосредственно применить формулу /9/ к описанию некогерентного рождения в недифракционных процессах с ω - обменом, то в силу равенства нулю величины $< f_{12}(0) >$ в этом случае окажется, что сечения таких процессов описываются формулой /2/. Однако в действительности этот результат является следствием приближения, состоящего в вынесении величины $f_{12}(\vec q)$ в точке $\vec q = 0$ из-под знака интеграла в выражении типа /3/ и так же, как и в случае когерентного рождения, для получения правильного результата необходимо более аккуратное использование условия $\frac{d}{R} << 1$. Таким образом, возникает задача обобщения выражений /2/ и /9/ для сечений процессов некогерентного рождения частиц на ядрах на случай, когда амплитуды соответствующих элементарных процессов рождения на нуклонах /все или часть из них/ зависят от передачи импульса вида /4/, а зависимость сечения от передачи дается, соответственно формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = q^2 C(q^2) \qquad /11/$$

$(C(0) \neq 0)$.

При анализе этого вопроса мы будем исходить из следующего представления для сечений процессов некогерентного рождения в приближении, когда частица меняет направление движения лишь в результате одного столкновения:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda \int \rho(\vec s, z)\, d\vec s\, dz < |\hat A(\vec s, z, \vec q)|^2 >, \qquad /12/$$

где

$$\hat A(\vec s, z, \vec q) = \int d\vec b\, e^{i\vec q\vec b} \{\Gamma_{12}(\vec b - \vec s)\, U(\vec b, z, \Delta) -$$

$$- \delta_{z_1 z_2} \Gamma_{11}(\vec b - \vec s) \int d\vec s_1\, dz' \Gamma_{12}(\vec b - \vec s_1)\, \rho(\vec s_1, z')\, U(\vec b, z', \Delta) -$$

$$- \delta_{z_1 z_2} \Gamma_{22}(\vec b - \vec s) \int d\vec s\, dz'\, \Gamma_{12}(\vec b - \vec s)\, \rho(\vec s, z')\, U(\vec b, z', \Delta),$$

а $U(\vec b, z', \Delta)$ имеет вид:

$$U(\vec b, z', \Delta) = \exp\{ i\Delta z - \int d\vec s [\Gamma_{11}(\vec b - \vec s)\, T_-(\vec s, z) +$$

$$+ \Gamma_{22}(\vec b - \vec s)\, T_+(\vec s, z)]\}.$$

Данное представление можно получить, если воспользоваться результатами работы /8/ . Здесь z_1 и z_2 - заряд налетающей и родившейся частиц, $\delta_{z_1 z_2}$ - символ Кронекера, а

$$\lambda = \begin{cases} \frac{Z}{A} & \text{при} \quad z_1 = -1(0), \quad z_2 = 0(+1), \\ \frac{N}{A} & \text{при} \quad z_1 = +1(0), \quad z_2 = 0(-1), \\ 1 & \text{при} \quad z_1 = z_2 . \end{cases}$$

В форме /12/ выражение для сечения некогерентного рождения справедливо как для процессов дифракционных, в которых амплитуда монотонно убывает с ростом передачи импульса, так и для недифракционнных, когда амплитуда элементарного процесса имеет вид /4/.

Однако формула /12/ слишком громоздка и неудобна для практического использования. Ее можно упростить, используя условие $\frac{d}{R} \ll 1$ и проведя приближенное интегрирование по s_1, s_2 и $\vec{b}$, что обычно и делается. Существенным является тот факт, что указанная процедура приводит к различным результатам для дифракционных и недифракционных процессов. Рассмотрим поэтому вопрос об упрощении формулы /12/ более подробно.

Для процессов дифракционных, когда все $f(0) \neq 0$,

$$f(\vec{q}) \cong f(0) \exp\left(-\frac{a q^2}{2}\right), \quad a \approx d^2,$$

а

$$\Gamma(\vec{b} - \vec{s}) \cong \frac{2\pi}{ik} f(0) \exp\left[-\frac{(\vec{b} - \vec{s})^2}{2a}\right].$$

Функцию профиля $\Gamma(\vec{b} - \vec{s})$ рассматривают приближенно как δ-функцию по отношению к медленно меняющейся величине $\rho(s, z)$ /но не к осциллирующему множителю $\exp(i\vec{q}\vec{b})$, который при $a \gtrsim d^{-1}$ может существенно меняться на расстояниях $s \approx d$ / и интегрирование в формуле /12/ состоит в вынесении величин типа $\rho(s, z)$ в точках $\vec{s}_{1(2)} = \vec{b}$, $\vec{b} = \vec{s}_{\to}$, из-под знака интеграла, а произведения типа $\exp(i\vec{q}\vec{b})\, \Gamma(\vec{b} - \vec{s})$ интегрируются точно. В этом приближении выражение под знаком модуля в формуле /12/ превращается в

$$\hat{A}(\vec{s}, z, \vec{q}) = e^{i\vec{q}\vec{s}} A(\vec{s}, z, \vec{q}) + 0\left(\frac{d^2}{R^2}\right),$$

и мы приходим к соотношениям типа /2/ или /9/ .

В процессах же недифракционных, в которых часть амплитуд /или все/ имеют вид /4/, соответствующие им функции профиля даются выражением

$$\Gamma(\vec{b} - \vec{s}) = \frac{2\pi}{ik} \phi(0)\, \vec{c}\, \vec{\nabla} \exp\left[-\frac{(\vec{b} - \vec{s})^2}{2a}\right] \qquad /13/$$

и ведут себя как производные δ-функций. При интегрировании их с гладкими функциями $\rho(\vec{s}, z)$ следует пользоваться известными правилами интегрирования производных от сингулярных функций.

Пренебрегая для простоты при высоких энергиях вкладом амплитуд упругого рассеяния с переворотом спина по сравнению с вкладом без переворота спина и предположив зависимость от передачи вида /4/ лишь для амплитуд рождения $f_{12}(\vec{q})$, получим:

$$\hat{A}(\vec{s}, z, q) = e^{i\vec{q}\vec{s}} \{ [i\vec{c}\vec{q} - \frac{\sigma_1'}{2} \vec{c}\, \vec{\nabla} T_-(\vec{s}, z) -$$

$$- \frac{\sigma_2}{2} \vec{c}\, \vec{\nabla}\, T_+(\vec{s}, z)] \times \phi(\vec{q})\, W(\vec{s}, z, \Delta) -$$

$$- \delta_{z_1 z_2} \frac{2\pi}{ik} \phi(0)\, f_{11}(\vec{q}) \int_z^{\infty} dz' \langle\vec{c}\rangle\, \vec{\nabla}\, \rho(\vec{s}, z')\, W(\vec{s}, z, \Delta) -$$

$$- \delta_{z\, z} \frac{2\pi}{ik} \phi(0)\, f_{22}(\vec{q}) \int_{\infty}^{z} dz' \langle\vec{c}\rangle\, \vec{\nabla}\, \rho(\vec{s}, z')\, W(\vec{s}, z, \Delta) .$$

Здесь

$$W(\vec{s}, z, \Delta) = \exp\left[-i\Delta z - \frac{\sigma_1'}{2} T_-(\vec{s}, z) - \frac{\sigma_2'}{2} T_+(\vec{s}, z)\right].$$

Оператор $\vec{\nabla}$ означает дифференцирование по двумерному вектору $\vec{b}(\vec{s})$. Учитывая, что интегрирование линейных по $\vec{\nabla}\rho(s,z)$ членов дает тождественный нуль, запишем окончательный результат в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{d\sigma_1}{d\Omega}+\frac{d\sigma_2}{d\Omega} \qquad /15/$$

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega}=\lambda\frac{d\sigma_0}{d\Omega}N(\sigma_1,\sigma_2),\quad \frac{d\sigma_0}{d\Omega}=\frac{1}{2}<|\vec{c}|^2>q^2|\phi(\vec{q})|^2,$$

$$\frac{d\sigma_2}{d\Omega}=\lambda\int d\vec{s}\,dz\,\rho(\vec{s},z)<|\hat{\hat{A}}(\vec{s},\bar{z},\Delta)|^2>.$$

Здесь

$$\hat{A}(\vec{s},z,\Delta)=\phi(\vec{q})\left[\frac{\sigma_1'}{2}\vec{c}\,\vec{\nabla}T_-(\vec{s},z)+\frac{\sigma_2'}{2}\vec{c}\,\vec{\nabla}\,T_+(s,z)\right]\times$$

$$\times W(\vec{s},z,\Delta)-\delta_{z_1z_2}\frac{2\pi}{ik}\phi(0)\,f_{11}(\vec{q})\int_{-\infty}^{z}dz'<\vec{c}>\vec{\nabla}\rho(\vec{s},z')\times$$

$$\times W(\vec{s},z',\Delta)-\delta_{z_1z_2}\frac{2\pi}{ik}\phi(0)\,f_{22}(\vec{q})\int_{\infty}^{z}dz'<\vec{c}>\vec{\nabla}\rho(\vec{s},z')\times$$

$$\times W(\vec{s},z',\Delta).$$

Второе слагаемое в формуле /15/ по своей структуре существенно отличается от выражений, встречающихся обычно при рассмотрении некогерентных процессов. Обсудим его несколько подробнее.

Рассмотрим сначала процессы типа перезарядки $\delta_{z_1z_2}=0$.

Положим для простоты $\sigma_1=\sigma_2=\sigma$ и определим величину:

$$Q^2=2\pi\int b\,db\,T(b)\,e^{-\sigma T(b)}\left|\frac{\sigma}{2}\frac{dT(b)}{db}\right|^2/N(\sigma,\sigma), \qquad /16/$$

так что $\dfrac{d\sigma_2}{d\Omega}=\lambda N(\sigma,\sigma)\dfrac{1}{2}<c^2>\phi^2(q)\,Q^2.$

Численное значение этой величины и ее зависимость от атомного номера существенно зависят от выбора плотности распределения ядерной материи $\rho(r)$.

Так, в модели с гауссовой плотностью

$$\rho(r)=\frac{A}{(\pi R^2)^{3/2}}\,e^{-\frac{r^2}{R_G^2}},$$

где

$$R_q^2=\frac{2}{3}<R^2>,$$

получим

$$Q^2=\frac{he^{-h}+3(e^{-h}-1)+2\ln h+2C+2\,Ei(h)}{1-e^{-h}}, \qquad /17/$$

где

$$h=\frac{\sigma\cdot A}{\pi R_q^2},\quad Ei(h)=\int_h^\infty\frac{e^{-x}}{x}dx,\quad C=0,577.$$

Из /17/ видно, что Q^2 убывает с ростом атомного номера A примерно по закону $A^{-2/3}$. Поскольку численно для ядра углерода $R\approx 2F$ при $\sigma=25$ mb, $Q^2\approx 0{,}002$, то может показаться, что формулы /9/ и /15/ приводят к практически одинаковым результатам для сечений рождения на любом ядре с $A\geq 10$. Однако вычисление величины Q^2 в модели однородной сферы приводит к расходящему результату, что является следствием недопустимого в данной модели пренебрежения конечностью радиуса d элементарного взаимодействия, по сравнению с радиусом ядра R. Учет конечности радиуса элементарного взаимодействия эффективно эквивалентен использованию модели ядра с размытым краем /параметр, характеризующий толщину поверхностного слоя пропорционален d /, в которой величина Q^2 уже конечна и пропорциональна $(\ln\frac{R}{d}+\text{const})$.

В модели ядра с размытой границей, например в модели Ферми, эта величина конечна и при $d=0$ пропорциональна

$\ell n \frac{R}{\tau}$, где τ - толщина поверхностного слоя ядра. Учет конечности радиуса элементарного взаимодействия приводит к некоторой $\approx$ 15-20% перенормировке параметра, характеризующего размытость края ядра /толщины поверхностного слоя/.

Поскольку экспериментальные данные о так называемых форфакторах ядер включают в себя на самом деле эффекты электромагнитной структуры протонов, которая характеризуется примерно тем же радиусом, что и радиус адрон-нуклонного взаимодействия, то дополнительный учет конечности величины d привел бы к переоценке эффектов этой перенормировки. Поэтому обычное приближение $d \to 0$ в применении к фермиевскому распределению, взятому из данных по рассеянию электронов на ядрах, в действительности включает значительную часть эффектов, связанных с конечностью величины d .

Для фермиевского распределения

$$\rho(r) = \rho_0 \, [1 + \exp(\frac{r - R}{c})]^{-1} ,$$

где $R = 1{,}12 A^{1/3}$, $c = 0{,}545$, зависимость величины Q^2 от атомного номера A оказалось в некотором смысле обратной той, что имела место в гауссовой модели.

Табл. 1

В *табл. 1* приведены значения величины Q^2 при $\sigma = 25$ *мбн*.

A	12	27	64	108	208
Q^2	0,0018	0,0033	0,0054	0,007	0,01

Авторы благодарны В.К.Лукьянову и Ю.С.Полю, указавшим на это обстоятельство.

Относительно большое значение этой величины в случае тяжелых ядер связано с относительно более резким изменением плотности на их границе по сравнению с легкими ядрами. Полагая $|\phi(q)|^2 \simeq \exp(-aq^2)$, $a \simeq 8 \div 10$ *ГэВ* $^{-2}$, получим в модели Ферми поправки к полному сечению процесса $1 + Pb \to 2 + Pb$ порядка $aQ^2 \cong 0{,}1$. Эти поправки обусловлены отличием полученных формул для сечения некогерентного рождения в процессах тнпа перезарядки от простых соотношений вида /2/. Пренебрежение этими поправкам при анализе экспериментальных данных с целью определения величины σ_2 может привести к завышенному значению последней примерно на 15%.

Более существенную роль рассматриваемые поправки к сечениям некогерентного рождения играют при совсем малых передачах $q^2 << a^{-1}$, где они могут сравниваться с "основным" вкладом /2/ и даже превзойти его.

В этой связи обсудим более подробно недифракционные процессы с $z_1 = z_2$. Особый интерес к ним обусловлен возможностью получать информацию о ширинах радиационных распадов $\Gamma(2 \to 1 + \gamma)$ из анализа сечений когерентного рождения частиц на тяжелых ядрах*. При этом важен аккуратный учет вклада некогерентного рождения в области передач импульса $q^2 \lesssim R^{-2}$.

Рассмотрим предельный случай $\Delta R \ll 1$. Положим для простоты $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ и будем считать, что амплитуды рассеяния $f(\vec{q})$ и скалярная амплитуда $\phi(\vec{q})$ имеют одинаковую зависимость от передачи импульса q . При этих предположениях для величины $\frac{d\sigma_2}{d\Omega}$ в процессах с $z_1 = z_2$ получим

$$\frac{d\sigma_2}{d\Omega} = \frac{1}{2} |\phi(\vec{q})|^2 [<|\vec{c}|^2> - |<\vec{c}>^2] \times$$

$$\times \int T(\vec{b}) \, e^{-\sigma T(\vec{b})} \, |\frac{\sigma}{2} \frac{d}{db} T(\vec{b})|^2 . \qquad /18/$$

* См. обсуждение возможностей получения информации о величине $\Gamma(2 \to 1 + \gamma)$ в дифракционных процессах в работе /5/ .

/векторы $\vec{c}$ всюду двумерные, причем $\vec{c} \cdot \vec{k} = 0$ /.

Поскольку в рассматриваемых процессах зависящая от спина нуклона часть сечения обычно сравнима с независящей от спина частью, а зачастую даже значительно превосходит последнюю, поправочное слагаемое /18/ по порядку величины оказывается таким же как и в обсуждавшихся выше процессах типа перезарядки. Поскольку в "когерентной области" $q^2 \approx 10^{-3}$ *ГэВ* $^{-2}$, вклад в сечение некогерентного рождения от "обычного" слагаемого вида /2/ мал; если сечение элементарного процесса $1 + N \to 2 + N$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = q^2 < c^2 > | \phi(q) |^2 ,$$

то роль основного фонового некогерентного слагаемого играет величина /18/.

Проведенный анализ показывает, что для получения правильного значения сечения некогерентного рождения частиц, особенно на тяжелых ядрах и особенно в области малых передач, недостаточно знать лишь сечение соответствующего процесса на нуклоне, а необходима более точная информация /или модельные представления/ о вкладах разных скалярных амплитуд элементарного процесса.

Авторы благодарны О.А.Займидороге, В.Л.Коротких, Л.И.Лапидусу за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. S.D.Drell, J.S.Trefil. Phys.Rev.Lett., 16, 552, 832 (E), (1966).
2. K.S.Koelbig, B.Mavgolis. Nucl. Phys., B6, 85 (1968).
3. O.Kofoed-Hansen, B.Margolis. Nucl. Phys., B11, 455 (1969).
4. *А.С.Пак, А.В.Тарасов, Препринт ОИЯИ, Р2-6538, Дубна, 1972.*
5. G.Belletini, C.Bemporad, P.L.Braccini. Nuovo Cim., 40, 1139 (1965).
6. G.Faldt. Nucl. Phys., B43, 591 (1972).
7. C.Bemporad, W.Bensch, J.P.Dufey et al. Nucl. Phys., B51, 1 (1973).
8. *С.Р.Геворкян, О.А.Займидорога, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ, Р2-6581, Дубна, 1972.*
9. G.Faldt. Nucl. Phys., B62, 86 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1974 года.