30

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 65

С.Т.Беляев, Б.А.Румянцев

"ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ПРЕДРАВНОВЕСНОЙ ЭМИССИИ"

Новосибирск

1974

С.Т.Беляев, Б.А.Румянцев

"ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ПРЕДРАВНОВЕСНОЙ ЭМИССИИ"

АННОТАЦИЯ

Предложена динамическая модель предравновесной эмиссии, предсказывающая ряд корреляционных эффектов – угловая анизотропия с симметрией вперед-назад, энергетические и угловые корреляции вторичных частиц в реакции $(n, 2n)$.

I. Характерной особенностью ядерных реакций идущих через стадию составного ядра является статистическое распределение по энергиям (испарительный спектр) и угловая изотропия вторичных частиц (для не очень значительных переданных угловых моментов). В экспериментальных спектрах все с большей очевидностью выявляются отклонения от такой картины, которые, с другой стороны, не могут быть объяснены сопровождающими прямыми процессами.[x] Все это делает актуальным поиск механизмов ядерных реакций происходящих в процессе образования компаунд-ядра ("предравновесная эмиссия"). В популярной модели Гриффина /I/ процесс образования компаунд-ядра рассматривается в виде последовательных стадий частичных равновесных состояний. (Например, сначала равновесие по всевозможным доступным возбуждениям типа 2 частицы - I дырка (2p; 1h), затем (3p; 2h) и т.д. Относительный фазовый объем в непрерывном спектре определяет, при этом интенсивность эмиссии на каждой стадии. Качественно эта модель предсказывает увеличение доли быстрых испарительных частиц[xx] но, будучи чисто статистической не даёт каких-либо указаний на асимметрию угловых распределений. Для объяснения последней (как и других корреляционных эффектов) необходимы более детальные динамические модели механизма возбуждения ядра.

2. Здесь мы хотим указать на тот факт, что сам процесс захвата начальной частицы с неизбежностью сопровождается когерентным (нестатическим) возбуждением двухквазичастичных и коллективных состояний /2/. Это приводит к "запоминанию" входного канала и, в конечном счете, к корреляции между начальным и конечным каналами реакции.

Эффект, в некотором роде, аналогичен генерации тормозного излучения при захвате заряженной частицы. Сам акт захвата (независимо от его механизма) изменяет ток - глобальную характеристику системы, что и приводит к излучению. При реакции через промежуточное ядро, статистическая релаксация захватного состояния ("нагревание" системы) с неизбежностью сопровождается пере-

x) Угловая анизотропия с симметрией вперед-назад увеличенная доля быстрых частиц.

xx) Количественные предсказания затрудняются большим числом свободных параметров. (Выбор первой стадии, независимая нормировка спектра на каждой стадии).

стройкой самосогласованного поля (глобальной когерентной величины), что вызывает возбуждение соответствующих квазичастичных и коллективных мод. В разбираемом процессе (в отличии от тормозного излучения) статистический и когерентный механизмы возбуждения действуют в одной и той же системе. Поэтому можно говорить о независимом возбуждении только таких состояний, взаимодействие которых с "тепловым" фоном достаточно мало.

Здесь мы будем рассматривать только частично – дырочные состояния с частицей в непрерывном спектре (предравновесная эмиссия). Возбуждение частично-дырочных (коллективных) мод дискретного спектра будет рассмотрено отдельно (см./3/).

3. Пусть при реакции через канал α в процессе образования компаунд-ядра происходит изменение $\delta U(\alpha;t)$ самосогласованного потенциала. Тогда, вероятность возбуждения при этом процессе частично-дырочного состояния $|\omega\rangle$ с энергией ω равна $(\hbar=1)$

$$P(0\to\omega)=\left|\int\limits_{-\infty}^{\infty}dt\exp(-i\omega t)\langle\omega|\delta U(\alpha,t)|0\rangle\right|^2 \tag{I}$$

Если в "надфоновую" моду передается малая часть полной энергии возбуждения, то нестатическая поправка к сечению $\sigma(\alpha/\alpha')$ может быть приближенно записана в виде[x)]:

$$\delta\sigma(\alpha/\alpha')=\sigma_c(\alpha)\ P(0\to\omega_{\alpha'}) \tag{2}$$

где $\sigma_c(\alpha)$ –сечение захвата в канале α.

Чтобы продвинуться дальше необходимо проанализировать зависимость поправки δU от времени и других переменных. Процесс образования компаунд-ядра качественно можно представлять следующим образом. Быстро (за время $\tau_c\sim\sqrt{mr_0^2}\sim 1/\varepsilon_F$ (r_0 -радиус действия сил, ε_F –энергия Ферми, m –масса нуклона) внешняя частица захватывается ядром. Затем, за время $\tau\sim R_0/v_F\sim A^{1/3}/\varepsilon_F$, происходит нарастание[xx)] самосогласованного потенциала δU, который, в дальнейшем, медленно (за время

x) Своего рода обратным предельным случаем является полупрямой процесс /4/, когда основная часть энергии идет на возбуждение частично-дырочной моды, а "тепловой фон" представляет нейтрон, захваченный на одну из нижних орбиталей.

xx) Нуклоны ядра почувствуют захваченную частицу не быстрее, чем за период своего движения.

$\tau_r\sim\Gamma_{s.p}^{-1}\sim A^{2/3}/\varepsilon_F$) затухает вследствии установления статического равновесия. Такая вариация самосогласованного поля может порождать частицу и дырку с общей энергией $\omega=\varepsilon_p+\varepsilon_h\lesssim\tau^{-1}\sim\varepsilon_F\cdot A^{-1/3}$. Интересуясь переходами в непрерывный спектр ($\varepsilon_p=B+\varepsilon$, B – энергия связи, ε –энергия в сплошном спектре) найдём поправку к сечению реакции (типа $(n;n')$)

$$\delta\sigma(\varepsilon)d\varepsilon\simeq\sigma_c\sum_h\frac{|\langle ph|\delta U|0\rangle|^2}{(\varepsilon_p+\varepsilon_h)^2+\tau_r^{-2}}\Theta\left((\varepsilon_p+\varepsilon_h)\tau\right)\rho(\varepsilon)\,d\varepsilon \tag{3}$$

где $\rho(\varepsilon)$ –плотность состояний в сплошном спектре, а функция $\Theta(x)\simeq 1$ при $x\lesssim 1$ и быстро убывает при $x>1$.

Для оценки положим: $\delta U\sim U/A\sim\varepsilon_F/A$, $\varepsilon_p+\varepsilon_h\sim\varepsilon_F A^{-1/3}$; $\sum_h\ldots\to\times A^{1/3}$. Тогда, для отношения сечений (n,n') реакции через наш механизм ("выплескивание") и обычный ("испарение") находим

$$\frac{\sigma_{spl.}}{\sigma_{ev.}}\simeq(T/\varepsilon_F)^{3/2}(T/\varepsilon)^{1/2}\exp(\varepsilon/T) \tag{4}$$

что даёт десятки процентов для $\varepsilon/T\sim 3\div5$ (T –температура ядра).

4. Характерным отличием рассматриваемого механизма от модели Гриффина является запоминание квантовых чисел входного канала реакции в параметрах самосогласованного поля δU. Этот факт естественным образом приводит к угловой анизотропии поправки к сечению (3).

Искажение самосогласованного потенциала δU может быть представлено разложением в ряд по сферическим гармоникам

$$\delta U=\sum_{lm}\delta U_{lm}(\vec{K}_i)Y_{lm}(\vec{n}) \tag{5}$$

где тензор $\delta U_{lm}(\vec{K}_i)$ конструируется из импульсов $\vec{K}_i$ поглощенной частицы. Подставляя (5) в (3), для поправки к сечению легко найти

$$\frac{d\delta\sigma}{d\vec{K}_f}=\sum_{l=0}^{l_{max}}\delta\sigma_l(K_i;K_f)P_l(\cos\theta) \tag{6}$$

где $\vec{K}_f$ –импульс улетающей частицы, $\cos\theta=(\vec{K}_i\cdot\vec{K}_f)/K_iK_f$, а

$\ell_{max} = 2k_f \cdot R_0$ Отметим, что нечетные полиномы Лежандра в (6) (асимметрия вперед-назад) возникают только в результате интерференции гармоник различной четности в разложении (5).

5. При захвате частицы не только возмущается равновесное среднее поле, но искажается также потенциал спаривания, что эквивалентно появлению "внешнего поля" вида (ν и $\tilde{\nu}$ сопряжены по времени):

$$\delta\Delta = \sum_{\nu\nu'} \langle\nu|\delta\Delta(\vec{r})|\tilde{\nu}'\rangle a^+_\nu a^+_{\tilde{\nu}'} + \text{H.c.}$$

которое может "выплескивать" пару нуклонов. Если считать, что искажение $\delta\Delta(\vec{r})$ происходит на поверхности ($\Delta_0 = \text{const}$. внутри ядра), то для вероятности испускания пары (нейтронов) с импульсами $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ найдём

$$\frac{dP(\vec{k}/\vec{k}')}{d\vec{k}\, d\vec{k}'} = \frac{|\langle\vec{k}|\delta\Delta(\vec{r})|-\vec{k}'\rangle|^2}{(\varepsilon+\varepsilon')^2 + \tau_r^{-2}} \sim j_0^2(qR_0) \tag{7}$$

где $q = |\vec{k} + \vec{k}'|$, $j_0(x)$ –сферическая функция Бесселя. Таким образом, вылетающая из ядра пара оказывается скоррелированной между собой (преимущественны равные энергии и противоположные направления), но не с налетающей частицей.

6. До сих пор наше рассмотрение имело характер физических оценок. Для получения количественных результатов требуется установить более точный смысл искажающего потенциала δU и его конкретный вид. В пренебрежении процессами релаксации эта задача может быть решена в рамках зависящего от времени приближения Хартри-Фока.

Уравнение для одночастичной матрицы плотности ρ записывается в виде

$$i\dot{\rho} = [S(\rho); \rho] \tag{8}$$

где: $S_1(\rho) = \varepsilon_1 + Tr_2(V_{12}\rho_2)$ самосогласованный гамильтониан, а V_{12} –двухчастичное взаимодействие. Линеаризуя (8) относительно стационарного решения $[S(\rho^0); \rho^0] = 0$, для зависящей от времени поправки $\delta\rho(t)$ имеем

$$i\delta\dot{\rho} = [S^0; \delta\rho] + [S(\delta\rho); \rho^0] \tag{9}$$

Считаем, что ρ^0 и S^0 относятся к начальному (четно-четному) ядру. Тогда уравнение (9) описывает как поправки, связанные с одним лишним нуклоном $\delta\rho'(t)$, так и коллективные возбуждения остова $\rho^\alpha e^{-i\omega_\alpha t}$ (в приближении хаотических фаз). В общем случае

$$\delta\rho(t) = \sum_\alpha a_\alpha \rho^\alpha e^{-i\omega_\alpha t} + \delta\rho'(t) \tag{10}$$

Нас интересует решение (10) с начальными условиями при $t = 0$, когда $\delta\rho(0)$ описывает захваченный внешний нуклон[x]. При этом a_α имеет смысл амплитуды вероятности захватного возбуждения собственных мод остова (фононов) с энергиями ω_α . Опуская простые вычисления, находим

$$a_\alpha = -i\int_0^\infty dt\, Tr(\delta S(t)\rho^\alpha) \exp(-\omega_\alpha t - \gamma t) \tag{11}$$

где $\gamma = +0$

$$\delta S_1(t) = Tr_2(V_{12}\delta\rho_2(t)) \tag{12}$$

$$\delta\rho(t) = \exp(-iS^0 t)\delta\rho(0)\exp(iS^0 t)$$

Таким образом, a_α определяется временной компонентной Фурье от вариации самосогласованного поля δS мгновенно включенного при $t = 0$ [xx]. Для сравнения с (3) следует отождествить ρ^α с волновой функцией частично-дырочной пары с частичным состоянием в непрерывном спектре.

7. Вся информация о входном канале реакции заключена в начальном возмущении матрицы плотности $\delta\rho(0)$. Вычисление $\delta\rho(0)$ требует рассмотрения акта захвата внешней частицы. Оказывается возможной, однако, разумная параметризация этой величины в квазиклассическом приближении.

x) Подчеркнем, что такое решение не сводится только к члену с $\delta\rho'$ (10), т.к. $\delta\rho'$ описывает нечетный нуклон в равновесии с самосогласованным полем. Член в $\delta\rho'$, описывающий равновесную поляризацию остова при $t = 0$ сокращается с первым членом в (10).

xx) Как следует из (12) временная эволюция самосогласованного поля $\delta S(t)$ определяется динамикой свободного движения квазичастиц (гамильтонианом Хартри-Фока S^0). Это является следствием пренебрежения в уравнении (9) процессами статистической релаксации (см. оценки в разделе 3).

Известно, что в классическом пределе матрица плотности в смешанном представлении $\rho(\vec{R}/\vec{R})$ ($\vec{R} = \vec{r} + \vec{r}'/2$) переходит в обычную функцию распределения, т.е. вероятность частицы находится в точке $\vec{R}$ с импульсом $\vec{K}$. Таким образом, для возмущения $\delta\rho(\vec{r}/\vec{r}')$, отвечающего захвату частицы с импульсом $\vec{K}$ можно написать

$$\delta\rho(\vec{r}/\vec{r}') = \delta\rho(\vec{K}/\vec{R})\, e^{i\vec{K}(\vec{r}-\vec{r}')} \tag{I3}$$

Предполагая, для простоты, поверхностное поглощение, имеем

$$\delta\rho(\vec{r}/\vec{r}') = \frac{\delta A}{4\pi R_0^2}\,\delta(R-R_0)\, e^{i\vec{K}(\vec{r}-\vec{r}')} \sum_{\ell} \frac{\Xi_\ell(KR_0)}{\Xi_0(KR_0)} P_\ell(\cos\theta) \tag{I4}$$

где θ -угол между направлениями $\vec{K}$ и радиусом, проведенным в точку захвата, а величины $\Xi_\ell(KR_0)$ пропорциональны коэффициентам прилипания. Поправка (I4) нормирована на число захваченных нуклонов δA. Определяя из (I4) начальное возмущение матрицы плотности, найдём затем с помощью (I2) и (II) искомую вероятность предравновесного процесса "выплескивания".

8. Несколько замечаний в заключении.

- Полученные результаты формально справедливы для достаточно энергичных частиц, когда основная доля энергии возбуждения расходуется на "нагревание", а "выплескиваемые" частицы уносят её меньшую часть. Однако само явление "выплескивания" сохраняется при уменьшении начальной энергии, плавно переходя в пределе в "полупрямой" процесс (см.сноску на стр.3).
- "Выплеснутые" частицы возможно наблюдать (энергетический спектр и угловые распределения) на "испарительном" фоне, если их энергия достаточно велика ($\varepsilon \gtrsim 3T$ см(4)).
- Для проверки механизма большой интерес представляет измерение пространственной и энергетической корреляции вторичных нейтронов в реакции ($n, 2n$).
- Характерной особенностью механизма "выплескивания" является своеобразное свойство подобия: одно и то же начальное возмущение самосогласованного поля (независимо от вида захватываемой частицы) приведены к одинаковой эмиссии.

Л и т е р а т у р а

I. Griffin J., Phys.Rev.Lett., 17, 478 (1966).

2. Belyaev S.T., Rumyantsev B.A., Proc. Inter. Conf. Nucl. Phys., Munich, (1973).

3. Belyaev S.T., Rumyantsev B.A., Dmitriev V.F., Proc.Inter. Conf.Nucl.Phys., Munich, (1973).

4. Brown G.E., Nucl.Phys., 57, 339 (1964).

Ответственный за выпуск Г.А.Спиридонов
Подписано к печати 9.VIII-74г. МН 08403
Усл. 0,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ №65. ПРЕПРИНТ. вг

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.