

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.17.01

ФЛУКТУАЦИИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ *)**Т. Эриксон, Т. Майер-Кукук**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	271
2. Статистические свойства амплитуд и поперечных сечений	272
2.1. Свойства амплитуд	272
2.2. Плотность распределения вероятности для поперечных сечений	275
2.3. Хаотическая дифракция	275
2.4. Энергетическая корреляция	278
2.5. Модель для амплитуды ядерной реакции	278
2.6. Связь между энергетическим и временным методами описания	281
2.7. Другие статистические свойства поперечных сечений	282
3. Анализ экспериментальных данных	282
4. Учет затухания и обобщение результатов	283
Эксперименты по изучению флуктуаций	287
5. Сравнение с «классической» теорией компаунд-ядер	287
6. Заключение	289
7. Цитированная литература **)	291

I. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известна дифракционная картина, которая возникает при упругом рассеянии частиц на ядрах. Этот дифракционный эффект остается также и в случаях простых неупругих возбуждений системы (прямые взаимодействия). Дифракционные свойства определяются в основном геометрической формой рассеивателя, длиной волны и переданным угловым моментом. Они отражают пространственную когерентность падающей волны. Можно было бы думать, что когда излучаемая возбужденным ядром волна обусловлена очень сложной формой движения и в предельном случае представляет собой статистическое (тепловое) излучение, дифракционными эффектами можно пренебречь. Это не так. Если при постановке эксперимента соблюдается известная предосторожность, когерентность может быть сохранена, однако форма соответствующей дифракционной картины оказывается чрезвычайно нерегулярной (хаотической) и очень сильно зависит от тонкостей структуры рассеивателя и длины волны. Такая хаотическая дифракционная картина и хаотическая когерентность, вне всяких сомнений, присущи ядерной физике, но только при необычно малых длинах волн. Значительно раньше, в 1878 г., подобное явление было обнаружено в оптике Экснером^{1,2}, который наблюдал подобную дифракцию от крошечного матового стеклянного диска, облученного

*) T. Ericson, T. Mayer-Kuckuk, Fluctuations in Nuclear Reactions. Annual Review of Nuclear Science, vol. 16 (1966). Перевод И. И. Ройзена.

**) В настоящем обзоре указаны работы, которые были опубликованы до апреля 1966 г.

когерентным светом. Очень похожий эффект был обнаружен в астрономии. Нескоррелированные источники радиогалактики излучают волны когерентно в течение малых интервалов времени, в результате чего в интенсивности излучения, регистрируемой детекторами, из которых радиогалактика видна под чуть-чуть различающимися углами, возникают корреляции дифракционного типа^{3, 4}.

В ядерных реакциях явление хаотической дифракции было наиболее четко обнаружено при энергиях, соответствующих возбуждениям компаунд-системы порядка 12—20 Мэв или выше. При более низких энергиях волна возбуждения в большинстве случаев претерпевает такое большое количество отражений внутри промежуточного ядра, что образуется стоячая волна, порождающая острые резонансы, и она начинает доминировать над хаотическими дифракционными процессами. Чтобы не замазывать дифракционную картину, необходимо изучать переходы в конкретные конечные состояния. Далее, высокая чувствительность к малым изменениям длины волны требует хорошего разрешения по энергии (монохроматизации) налетающего пучка. В связи с перечисленными требованиями, неудивительно, что основные экспериментальные исследования этого эффекта в ядерной физике оказались возможными только при использовании современных ускорителей с высокой разрешающей способностью. Такие ускорители, позволяющие также получить необходимую энергию, появились только в последние несколько лет.

Существование ядерных реакций, которые обладают аномальной тонкой структурой нерезонансного типа (флуктуации), обусловленной эффектом хаотической когерентности, было впервые предсказано одним из авторов^{5, 6} в 1960 г. Впервые такие реакции были обнаружены экспериментально группой Колли и Фаччини в 1962 г.^{7, 8} Описание и интерпретация этой тонкой структуры основаны на простых предположениях о свойствах амплитуды рассеяния, которые были подтверждены многими экспериментами.

Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы изложить основные положения теории флуктуаций поперечного сечения в ядерных реакциях. Метод изложения выбран так, чтобы он более благоприятствовал выяснению физической, нежели математической стороны дела.

2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АМПЛИТУД И ПОПЕРЕЧНЫХ СЕЧЕНИЙ

2.1. Свойства амплитуд

Мы обсудим статистические свойства амплитуд, пренебрегая всеми эффектами, которые связаны со спином. Так как теория ядерных реакций аналогична, в известном смысле, теории волноводов, мы начнем наше рассмотрение именно с последней, чтобы дать наглядное представление о наиболее существенных сторонах дела. Мы обратим основное внимание на процессы, в которых падающая волна проходит через ядро, взаимодействуя с системой многих частиц, совершающих очень сложное движение внутри ядра. Таким образом, мы опускаем вопрос о реакциях, протекающих вблизи поверхности ядра, и будем описывать ядро как потенциальную яму с отражающими стенками, которые имеют очень неправильную форму. В такую яму диаметром L попадает волна, имеющая длину λ . Волна многократно отражается от стенок ямы. Когда число отражений N становится порядка $\frac{L}{\lambda}$, т. е. много больше единицы, движение начинает повторяться с такой степенью точности, что в яме образуется стоячая

волна, которая проявляется в виде острых резонансов. В случае $L \gg \lambda$ частоты или энергии этих резонансов располагаются очень близко друг к другу, причем положения резонансных частот чрезвычайно сильно зависят от деталей структуры и формы системы. Эти резонансные явления представляют собой сильно нелинейный эффект, так как стоячая волна образуется в результате многократного отражения от неоднородностей ямы. Статистические свойства резонансов были детально исследованы во многих работах ⁹.

Мы рассмотрим случай, когда падающая волна задерживается в яме на время, которое недостаточно для образования стоячей волны; другими словами, когда компаунд-ядро распадается достаточно быстро, как если бы в его стенке было высверлено отверстие диаметром $d \gg \lambda$. Тогда число отражений до распада

$$n = \frac{\text{площадь поверхности ямы}}{\text{площадь отверстия}} \sim \left(\frac{L}{d}\right)^2 \gg 1.$$

Так как n пропорционально времени жизни компаунд-ядра, то $n \sim \hbar/\Gamma$, где Γ — ширина линии для соответствующего распада. С другой стороны, число отражений, которое необходимо для того, чтобы в системе с расстоянием между уровнями энергии, равным D , движение начало повторяться, согласно Вайскопфу равно $2\pi\hbar/D$. Следовательно,

$$\pi\Gamma/D \simeq (d/\lambda)^2 \gg 1.$$

Поскольку ширина оказывается значительно больше, чем расстояние между соответствующими уровнями, детальная резонансная структура при наличии достаточно большого отверстия в стенке ямы играет второстепенную роль. Существенная разница по сравнению с обычным резонансным взаимодействием состоит в том, что роль нелинейности системы становится теперь значительно меньше, так как от каждой неоднородности происходит в большинстве случаев не более одного отражения. Это не означает, что резонансные эффекты вообще перестают играть какую-бы то ни было роль, так как в какой-то области ямы волна может случайно оказаться зажатой между двумя почти параллельными «зеркалами».

Амплитуда реакции, которая сопровождается образованием такого типа систем, является хорошо определенной (не случайной) величиной только при строгой идентичности условий эксперимента. Эффективное число длин волн ν , которые содержатся в яме, равно nL/λ . Если это число изменяется на величину порядка единицы или более, то фаза амплитуды рассеяния изменяется очень сильно, так что корреляция между фазами, соответствующими различным значениям ν , оказывается ничтожной. Такое сильное изменение фазы может быть достигнуто многими способами, например, небольшим изменением длины волны налетающей частицы или незначительным изменением линейных размеров ямы. Чтобы добиться этого, достаточно изменить длину волны λ на величину $\delta\lambda \gtrsim \lambda/\nu$ или изменить размер системы L на величину $\delta L \gtrsim \lambda/\nu$. Таким образом, в случае достаточно большой и долгоживущей системы необходимые для сильного изменения фазы значения $\delta\lambda$ и δL оказываются чрезвычайно малыми. Этот факт является очень существенным, так как благодаря ему можно считать, что между фазами амплитуд, которые описывают реакции, протекающие при рассмотренных выше условиях, корреляция отсутствует. Таким образом, эти амплитуды образуют ансамбль в смысле статистической физики.

Изучая комплексную амплитуду $f = \xi + i\eta$, описывающую излучение через очень малое отверстие для различных членов ансамбля, мы можем получить распределение амплитуд внутри ансамбля. Это распре-

деление описывается плотностью вероятности на единичный интервал ξ и η $P(\xi, \eta)$. Так как фаза амплитуды считается случайной величиной для различных членов ансамбля, между переменными ξ и η разницы нет, и среднее значение каждой из этих величин, так же как и квадрата амплитуды, равно нулю:

$$(a) \langle f \rangle = \langle \xi \rangle + i \langle \eta \rangle = 0, \text{ т. е. } \langle \xi \rangle = \langle \eta \rangle = 0;$$

$$(b) \langle f^2 \rangle = \langle \xi^2 \rangle - \langle \eta^2 \rangle + 2i \langle \xi \eta \rangle,$$

$$\text{т. е. } \langle \xi^2 \rangle = \langle \eta^2 \rangle = a, \quad \langle \xi \eta \rangle = 0;$$

(с) так как функция распределения не должна изменяться при поворотах, то она должна быть инвариантна относительно вращений в плоскости переменных (ξ, η) , т. е. $P(\xi, \eta) = P(\xi', \eta')$, если $\xi^2 + \eta^2 = \xi'^2 + \eta'^2$. Условие $\langle \xi \eta \rangle = 0$ дает основания предполагать, что можно получить хорошую аппроксимацию функции $P(\xi, \eta)$, если заменить условие (b) более сильным, а именно, что распределения по ξ и η являются независимыми (конечно, это предположение должно быть либо оправдано экспериментально, либо получено на основе определенных моделей). В этом случае вместо условия (b) мы получим

$$(b') P(\xi, \eta) = P(\xi) P(\eta).$$

Условия (b') и (с) уже достаточны для однозначного определения функции распределения $P(\xi, \eta)$ без дополнительных предположений:

$$P(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi a^2} \exp \left\{ -\frac{\xi^2 + \eta^2}{2a^2} \right\}. \quad (1)$$

(Заметим, что приведенный вывод неприменим при рассмотрении амплитуды излучения через отверстие диаметром d , так как требование сохранения потока налагает сильные ограничения на изменения ее абсолютной величины.)

Если изменение длины волны $\delta\lambda$, необходимое для нарушения корреляции между фазами, выразить в виде соответствующего изменения энергии или частоты, мы приходим к условию $\delta E \geq \Gamma$. Поэтому можно ожидать, что в рассматриваемом случае интенсивность излучения компаунд-ядра будет сильно изменяться (флуктуировать) на интервале энергий порядка Γ . Так как корреляция между амплитудами, взятыми при энергиях, которые разделены интервалом, превышающим Γ , очень мала, появляется возможность замены среднего по ансамблю средним по энергии, и, разумеется, использовать ансамбль, соответствующий достаточно большим (в указанном выше смысле) расстояниям между соответствующими энергиями для изучения распределений любых изучаемых величин. Эта процедура аналогична замене (основанной на эргодической теореме¹⁰) среднего по ансамблю средним по времени в статистической физике. Между состояниями отдельной статистической системы существует корреляция, если измерения разделены временем, которое значительно меньше времени релаксации. Если измерения разделены временем, которое значительно больше времени релаксации, то корреляция отсутствует, так что на практике мы можем использовать саму систему в качестве примера ансамбля. В случае ядер это особенно важно, так как ядерные силы являются специфическими и могут быть хорошо определены с помощью многократного и точного воспроизведения экспериментов, поэтому ансамбль может быть определен только в указанном выше смысле.

Предыдущее обсуждение касалось в известной степени идеализированных ядер и должно быть несколько обобщено для приложения к реальным ядерным системам. Изложенные выше аргументы могут быть отне-

сены в неизменном виде к амплитуде неупругого взаимодействия в определенном канале. Далее, размер ямы L в случае ядра не является просто линейным размером системы, а описывает многомерное пространство, образуемое всеми ядерными степенями свободы. Но и к такой системе предшествующее рассмотрение приложимо полностью.

2.2. Плотность распределения вероятности для поперечных сечений

Ядерная реакция, в результате которой происходит испускание частицы под углом θ , при условии отсутствия спинов и в ряде других случаев, описывается с помощью одной амплитуды $f(\theta) = \xi + i\eta$. Поперечное сечение реакции

$$\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 = \xi^2 + \eta^2. \quad (2)$$

Коль скоро амплитуда $f(\theta)$ является статистической в смысле уравнения (1), поперечное сечение $\sigma(\theta)$ представляет собой сумму квадратов двух некоррелирующих между собой переменных, распределенных по нормальному закону с одинаковой дисперсией. Поэтому плотность распределения вероятности (x) для $\sigma(\theta)$ должна быть χ^2 -распределением для двух степеней свободы, которое имеет вид простой экспоненты^{11,12}:

$$x = \frac{\sigma(\theta)}{\langle \sigma(\theta) \rangle} = e^{-x}. \quad (3)$$

Такая форма распределения для поперечного сечения предсказывает чрезвычайно сильные вариации поперечного сечения относительно его среднего значения. В частности, велика вероятность малых поперечных сечений. Характерное отношение наибольшего поперечного сечения

к наименьшему для ядра, содержащего N нуклонов, по порядку величины равно $2N \ln N$, что при $N \approx 17$ равно 100. Многие эксперименты по измерению поперечного сечения статистических процессов, описываемых одной амплитудой (одноканальные реакции), привели к распределению поперечных сечений, которое хорошо описывается уравнением (3). Типичный пример, статистическая точность которого очень высока, показан на рис. 1.

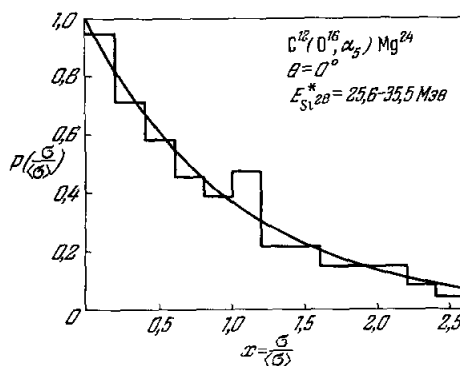


Рис. 1. Распределение поперечных сечений в случае реакции $C^{12}(O^{16}, \alpha) Mg^{24}$ при энергии возбуждения около 30 Мэв (Халберт и др.¹³).

2.3. Хаотическая дифракция

В ядерных реакциях направление падающего пучка определяет преимущественное направление, в котором вылетают продукты реакции. Даже в статистических процессах закон сохранения полного углового момента налагает на состояния системы определенные ограничения, однако отсутствие информации о фазе амплитуды делает направления вперед и назад неразличимыми. Частицы в таких реакциях испускаются, в среднем, симметрично относительно плоскости, перпендикулярной к направлению падающего пучка. Однако нет основания ожидать такой симметрии для каждой определенной энергии, если не проведено усреднение. Можно утверждать только то, что нельзя предсказать, куда преимущественно полетят продукты реакции: вперед или назад. Соответствующие

угловые распределения обычно очень сложны, асимметричны и чрезвычайно сильно зависят от энергии налетающих частиц. Можно рассматривать их как дифракцию, обусловленную хаотической когерентностью волн, излучаемых различными частями ядра. Удобным способом описания этих быстро изменяющихся угловых распределений является рассмотрение угловой корреляционной функции $C(\vartheta, \vartheta')$, описывающей связь между излучением частицы в направлениях ϑ и ϑ' . Эта функция определяет через средние по ансамблю от поперечных сечений следующим образом:

$$\langle \sigma(\vartheta) \rangle \langle \sigma(\vartheta') \rangle C(\vartheta, \vartheta') = \langle \sigma(\vartheta) \sigma(\vartheta') \rangle - \langle \sigma(\vartheta) \rangle \langle \sigma(\vartheta') \rangle. \quad (4)$$

Таким образом, если поперечные сечения на углы ϑ и ϑ' независимы друг от друга, то функция $C(\vartheta, \vartheta') = 0$.

Полезно определить аналогичную корреляционную функцию $c(\vartheta, \vartheta')$ между соответствующими амплитудами *) статистических процессов:

$$\langle \langle \sigma(\vartheta) \rangle \langle \sigma(\vartheta') \rangle \rangle^{1/2} c(\vartheta, \vartheta') = \langle f(\vartheta) f^*(\vartheta') \rangle - \langle f(\vartheta) \rangle \langle f^*(\vartheta') \rangle. \quad (5)$$

Можно показать, что если корреляции описываются нормальным распределением по многим переменным со средним значением, равным нулю, то функции корреляции между поперечными сечениями и между амплитудами связаны соотношением

$$C(\vartheta, \vartheta') = |c(\vartheta, \vartheta')|^2. \quad (6)$$

Общие свойства и физический смысл угловых корреляционных функций, определяемых уравнениями (4) и (5), хорошо (с педагогической точки зрения) проиллюстрированы в модели поверхностной эмиссии, которая была рассмотрена в работе Бринка и др. ¹⁴. В этой работе принимается, что нуклон имеет формулу сферы радиуса R , и предполагается, что расходящаяся волна обусловлена излучением независимых источников силы $g(\mathbf{R})$, расположенных на этой сфере. Поэтому корреляционная функция для любой пары источников излучения в этой модели имеет следующий вид:

$$\langle g(\mathbf{R}) g^*(\mathbf{R}') \rangle = \text{const } \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'), \quad (7)$$

что обеспечивает пространственную изотропию излучения такой системы. Амплитуда излучения в направлении \mathbf{k} определяется выражением

$$f(\mathbf{k}) = \int_{\text{по поверхности}} g(\mathbf{R}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{R})} d\mathbf{R}. \quad (8)$$

Согласно уравнениям (5) и (7) величина корреляции как функции $q = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ определяется выражением

$$c(k, k') = \text{const} \int_{\text{по поверхности}} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{R}} d\mathbf{R} = j_0(q, R), \quad (9)$$

где $j_0(x)$ — сферическая функция Бесселя нулевого порядка от аргумента $\frac{\sin x}{x}$. Если угол между \mathbf{k} и \mathbf{k}' обозначить через α , то согласно уравнению (9) корреляция оказывается большой только при условии

$$qR = 2kR \sin \alpha/2 < 1. \quad (10)$$

Таким образом, согласно модели поверхностного излучения корреляционная функция определяется в основном размером излучающей системы. Кроме того, осцилляторная зависимость от qR по форме очень напоминает классическую дифракционную картину, однако существенно, что такой дифракционный характер имеет функция, описывающая корреляции

*) Такая корреляция известна в оптике под названием частичной когерентности ¹⁵.

интенсивности, а не среднюю интенсивность (поперечное сечение) излучения *).

Сходство между корреляционной функцией для поперечных сечений и функцией, описывающей классическую дифракцию, позволяет думать, что обычная для описания дифракционного рассеяния аппроксимация, состоящая в резком обрезании по угловому моменту, может быть использована и в случае рассматриваемого нами вопроса. Когда излучение в среднем изотропно, статистическое предположение об отсутствии зависимости между различными парциальными волнами совместно с предположением, что средний вклад каждой парциальной волны является постоянной величиной при $l < l_0$ и равен нулю при $l > l_0$, приводит к соотношению ¹⁴:

$$c(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \approx \frac{2J_1[(l_0 + 1/2)\alpha]}{(l_0 + \frac{1}{2})\alpha} \left(\frac{\alpha}{\sin \alpha}\right)^{1/2}, \quad (11)$$

где J_1 — цилиндрическая функция Бесселя первого порядка. Пример экспериментально измеренной угловой корреляции между поперечными сечениями приведен на рис. 2.

Изложенные выше соображения позволяют описать качественно, а в ряде случаев даже и полуколичественно, наиболее существенные стороны угловой корреляции между дифференциальными поперечными сечениями. Однако для более последовательного описания было бы желательно учесть еще два обстоятельства:

а) непосредственное влияние пучка налетающих частиц, которое до сих пор не принималось во внимание; правда, возможно, что в большинстве случаев это влияние сравнительно мало;

б) в действительности вклады парциальных амплитуд с определенным орбитальным моментом определяются не только излученной частицей, но также и проникновением падающей волны в ядро и конкуренцией

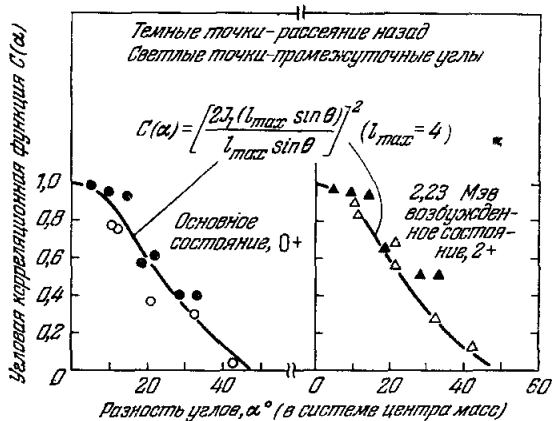


Рис. 2. Угловая функция корреляции между поперечными сечениями, измеренными в реакции $Al^{27}(\alpha, p)Si^{30}$ при энергии налетающих частиц между 7,25 и 8,11 МэВ.

Формула, которая была использована для параметризации функции корреляции, представляет собой в основном комбинацию уравнений (6) и (11) ¹⁶.

*) Существует тесная аналогия между моделью поверхностного излучения и моделью когерентного излучения радиогалактики. Отдельные источники радиогалактики излучают когерентно в течение короткого интервала времени, хотя при усреднении по большому интервалу времени их излучение оказывается некогерентным. В этом смысле усреднение по времени играет роль нашего усреднения по энергии. Наблюдатель, который находится на станции, удаленной от Земли на расстояние d , видит Галактику под углом, отличающимся от «земного угла» на величину $\delta\theta = d/L$, где L — расстояние до Галактики. Корреляция в наблюдаемых мгновенных интенсивностях излучения будет иметь место, если расстояние между этими станциями достаточно мало. Если обозначить характерный радиус радиогалактики через R , то согласно точно тем же соображениям, которые привели нас к соотношению (10) в случае модели поверхностного излучения, излучение радиогалактики является когерентным при условии

$$kR\delta\theta = Rd/\lambda L \ll 1.$$

Это обстоятельство используется для изучения распределения источников излучения в радиогалактике.

всех остальных механизмов распада для каждого орбитального момента.

Эти добавочные эффекты подробно проанализированы в литературе. Получено точное выражение для функции $C(\vartheta, \vartheta')$, основанное на разложении в ряд по парциальным волнам¹⁴. Для удовлетворительного анализа экспериментов по угловой корреляции необходимо использовать значительно более точные выражения, учитывающие динамику взаимодействия, так как в некоторых экстремальных случаях даже сам характер угловых корреляций может измениться.

2.4. Энергетическая корреляция

В разделе 2.1 было показано, что амплитуды и поперечные сечения быстро изменяются на интервале энергии, который больше, чем ширина уровня Γ . Как и в случае углового распределения, это нерегулярное поведение лучше всего изучать с помощью корреляционных функций. Для простоты мы будем предполагать, что среднее поперечное сечение $\langle \sigma(E) \rangle$ не зависит от энергии. В этом случае энергетическая корреляционная функция между поперечными сечениями $C(\epsilon)$ определяется соотношением^{5,17}

$$\langle \sigma \rangle^2 C(\epsilon) = \langle \sigma(E + \epsilon) \sigma(E) \rangle - \langle \sigma \rangle^2, \quad (12)$$

а соответствующая корреляционная функция между амплитудами *) соотношением

$$\langle \sigma \rangle c(\epsilon) = \langle f(E + \epsilon) f^*(E) \rangle - |\langle f \rangle|^2. \quad (13)$$

Когда выполняются условия, при которых имеет место соотношение (6), функции $C(\epsilon)$ и $c(\epsilon)$ связаны аналогичным образом:

$$C(\epsilon) = |c(\epsilon)|^2. \quad (14)$$

При выводе уравнений (12) и (13) мы пренебрегали зависимостью амплитуды от угла. В принципе угловая и энергетическая корреляционная функции не являются вполне независимыми и должны рассматриваться совместно. Однако в настоящее время эксперимент еще не достиг такой точности, при которой эта зависимость становится практически наблюдаемой.

2.5. Модель для амплитуды ядерной реакции

Описание флуктуаций, которое имеется в литературе, за редкими исключениями основано на использовании одной весьма гибкой модели^{5, 17, 19} для амплитуды $f(E)$, применяемой в теории ядерных реакций. Выводы, полученные на основе этой модели, хорошо согласуются с теми результатами, которые были изложены в предыдущих параграфах. В то же время конкретная модель делает возможной численную проверку различных предположений. Эта проверка оказывается очень важной для дальнейшего исследования. Сущность используемой модели состоит в следующем. Амплитуда рассеяния представляется в виде суммы резонансных членов с постоянной шириной уровней $\Gamma \gg D$, где D — расстояние между уровнями. Вычеты в резонансных точках пропорциональны $(\gamma \times \gamma)_i$, где γ_i — обычная матрица амплитуд, обусловленных

*) Функция корреляции между амплитудами $c(\epsilon)$ оказывается существенной также в проблемах, связанных с когерентным тормозным излучением в ядерных реакциях¹⁸.

парциальными ширинами различных переходов. Таким образом,

$$f(E) = \frac{1}{2ik} \sum \frac{(\gamma \times \gamma)_i}{(E - E_i + i \cdot \Gamma/2)}. \quad (15)$$

Относительно величин $(\gamma \times \gamma)_i$ могут быть сделаны различные предположения. В простейшей модели эти величины предполагаются независимыми и стохастическими. Такой подход широко применяется для описания распределения ширин нейтральных резонансов^{20, 21}. Предположение о постоянстве ширины уровня Γ оправдывается тем, что она представляет собой сумму большого числа парциальных ширин, а также отсутствием

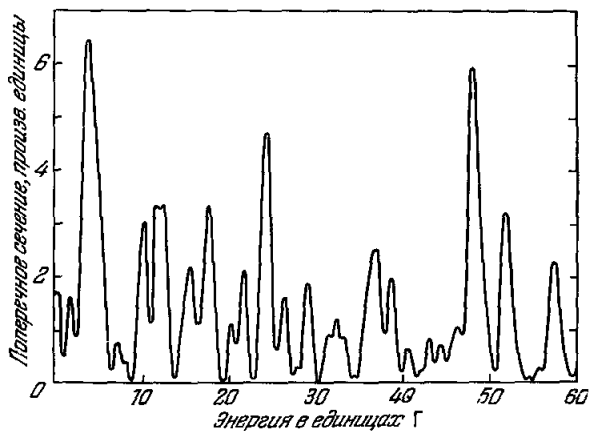


Рис. 3. Искусственная функция возбуждения.

Кривая была получена на основе уравнения (15) при следующих предположениях: в качестве матричных элементов $(\gamma \times \gamma)_i$ были выбраны случайные вещественные числа, распределенные по нормальному закону, со средним значением, равным нулю, и определенной дисперсией; считалось, что уровни расположены эквидистантно. Для отношения Γ/D , равного 100, 50 и 2, кривые оказались очень похожими²².

при больших энергиях возбуждения какого-либо одного доминирующего канала распада. Функция корреляции между амплитудами, соответствующая выражению (15), имеет следующий вид:

$$c(\epsilon) = \frac{i\Gamma}{\epsilon + i\Gamma}. \quad (16)$$

Численное и аналитическое изучение свойств амплитуды такого вида (уравнение (15)) было проведено при различных предположениях относительно парциальных ширин и отношения Γ/D . Эти исследования привели к следующим результатам²²⁻²⁶:

а) статистические свойства амплитуды $f(E)$ очень мало зависят от детальных предположений о структуре вычетов $(\gamma \times \gamma)_i$ и распределении уровней энергии до тех пор, пока выполняется условие $\pi\Gamma/D \gg 1$ и знаки вычетов $(\gamma \times \gamma)_i$ независимы;

б) предположение (b') (см. 2.1) о независимости распределений величин вещественной и мнимой частей функции $f(E)$ выполняется с хорошей точностью.

Уравнение (15) может послужить основой для вычисления «искусственной» функции возбуждений*), которое основано на использовании

*) Термин «функция возбуждения» автор часто употребляет вместо слов «дифференциальное поперечное сечение рассеяния». (Прим. перев.)

случайных чисел при различных предположениях о матричных элементах $(\gamma \times \gamma)_i$. Типичный пример такой функции приведен на рис. 3. Она быстро флуктуирует и имеет очень удивительный «резонансный» характер. Однако если принять во внимание механизм, который ответствен за такое поведение поперечного сечения, то становится совершенно очевидно, что пики на рис. 3 не связаны с какими-либо определенными резонансами, так как ширина этих резонансов значительно больше, чем расстояние

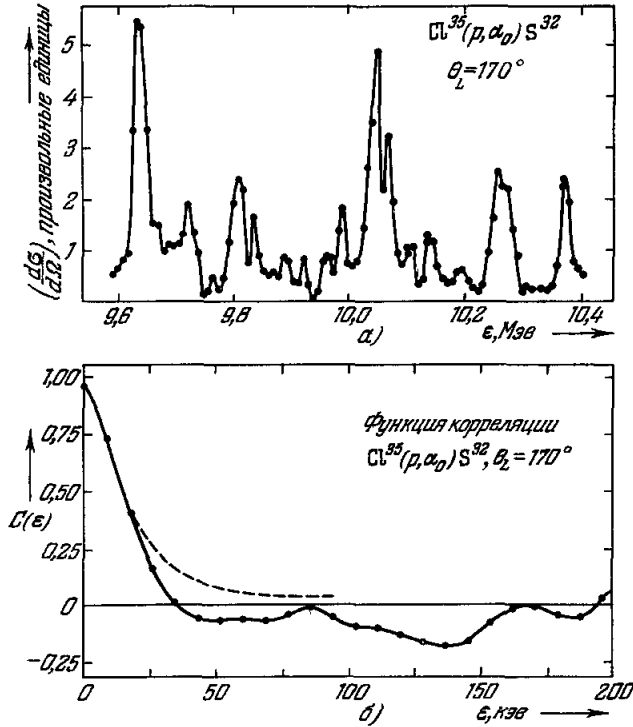


Рис. 4. а) Функция возбуждения в случае реакции $\text{Cl}^{35}(p, \alpha_0)\text{S}^{32}$, ведущей к основному состоянию S^{32} . Энергия возбуждения компаунд-ядра Ag^{36} равна 18,5 Мэв; наблюдалось рассеяние на угол 170° .
б) Соответствующая энергетическая функция корреляции, рассчитанная на основе уравнения (12) ²⁷.
Пунктирная линия соответствует параметризации с помощью формулы (17).

между уровнями. Кроме того, эти пики не имеют обычной брейт-вигнеровской формы. Экспериментально полученная функция возбуждений для области, в которой ширина уровней много больше расстояния между ними, в случае одноканальной реакции очень похожа на эту искусственную функцию. Это видно из примера, приведенного на рис. 4, а, где показана энергетическая зависимость дифференциального сечения перехода в основное состояние в случае реакции $\text{Cl}^{35}(p, \alpha_0)\text{S}^{32}$ при угле рассеяния, равном 170° , и энергиях возбуждения порядка 18,5 Мэв. На рис. 4, б показана соответствующая энергетическая корреляционная функция, которая была вычислена на основе экспериментальных данных, путем использования уравнения (12). Согласно принятой нами модели для амплитуды (выражение (15)), эта функция должна иметь лоренцовский вид:

$$C(\varepsilon) = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2} \quad (17)$$

2.6. Связь между энергетическим и временным методами описания

Представляет интерес взглянуть на модель амплитуды, описываемую формулой (15), с несколько иной, но эквивалентной предыдущей, точки зрения²⁸. Так как время и энергия являются канонически сопряженными переменными, фурье-трансформанту $\Phi(t)$ амплитуды $f(E)$ можно рассматривать как амплитуду излучения, воспринимаемую детектором в момент времени t при условии, что реакция обусловлена коротким импульсом. Пользуясь определением фурье-трансформанты

$$\Phi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(E) e^{-iEt} dE \quad (18)$$

и формулой (15), легко показать, что

$$\begin{aligned} \langle \Phi(t) \Phi^*(t') \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle f(E) f^*(E') \rangle e^{-iEt + iE't'} dE dE' = \\ &= \langle \sigma \rangle P(t) \delta(t - t'), \end{aligned} \quad (19)$$

причем функция $P(t)$ является фурье-трансформантой энергетической функции корреляции между амплитудами

$$P(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} c(\varepsilon) e^{-i\varepsilon t} d\varepsilon. \quad (20)$$

Если функция $c(\varepsilon)$ определяется выражением (16), то

$$P(t) = \Gamma e^{-\Gamma t}.$$

Структура уравнения (19) отражает тот факт, что амплитуды в разные моменты времени не коррелируют между собой. Это можно интерпретировать как очень короткое время релаксации системы. Значения амплитуды $\Phi(t)$ распределены по закону, который аналогичен уже рассмотренному выше (см. уравнение (1)). Функция $P(t)$ описывает среднюю интенсивность, воспринимаемую детектором в момент времени t . Вид этой функции связан с энергетической корреляционной функцией соотношением (20), которое в общем случае представляет собой теорему Вигнера — Хинчина, имеющую отношение к аналогичным проблемам в теории шумов^{28а}. Таким образом, рассмотренное выше идеализированное описание флуктуаций поперечного сечения ядерного взаимодействия может быть сформулировано следующим эквивалентным образом: ядерное время релаксации малб.

Временное описание амплитуды рассеяния ясно показывает, что момент времени $t = 0$ играет совершенно особую роль, так как в этом случае вообще отсутствуют какие-либо релаксационные процессы. Поэтому амплитуда, описывающая процессы рассеяния, которые протекают мгновенно (прямое взаимодействие), не является статистической. В энергетическом представлении это обстоятельство проявляется в том, что у амплитуды имеется постоянная отличная от нуля составляющая, т. е. $\langle f \rangle \neq 0$. В случае модельной амплитуды (формула (15)) вклад прямых процессов описывается посредством небольшого систематического отклонения распределения знаков величин $(\gamma \times \gamma)_i$ от случайного. Это отклонение приводит к тому, что $f = \langle f \rangle + \hat{f}$. Статистические свойства оставшейся части амплитуды \hat{f} при этом остаются практически прежними. Этот вопрос будет обсуждаться ниже, в главе 4.

2.7. Другие статистические свойства поперечных сечений

Распределения максимумов и минимумов поперечного сечения могут быть получены, если известны энергетические корреляционные функции и выполняется предположение о том, что общее распределение значений амплитуд при трех близлежащих энергиях E_1 , E_2 и E описывается нормальным законом для нескольких переменных¹². При использовании лоренцевской корреляционной функции (уравнение (16)) распределение минимумов оказывается близким к χ^2 -распределению в случае одной степени свободы, в то время как распределение максимумов более похоже на χ^2 -распределение в случае трех степеней свободы¹⁰.

Естественно ожидать, что распределение полных поперечных сечений должно описываться нормальным законом для разности $(\sigma_{\text{tot}} - \langle \sigma_{\text{tot}} \rangle)$ ²⁹. В этом случае подавляющая часть амплитуды равна константе, так как величина $(\gamma \times \gamma)$; в уравнении (15) оказывается больше нуля из-за эффекта автокорреляции между начальным и конечным состояниями.

Аномальное поведение корреляционной функции в случае переходов, запрещенных хорошо соблюдающимися законами сохранения (типа закона сохранения изоспина), было исследовано в работе Бизетти^{29a}. Им был получен результат, который во временном представлении может быть интерпретирован как увеличение примесей, появляющихся в первоначальном чистом состоянии.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

При анализе флуктуаций огромную роль играет правильное статистическое истолкование экспериментальных данных. Хотя рассмотрению этой проблемы были посвящены значительные усилия, мы остановимся здесь только на наиболее существенных пунктах. Рис. 4, б является иллюстрацией того факта, что параметризация экспериментально определенной энергетической функции корреляции $C(\varepsilon)$ посредством лоренцевской кривой (уравнение (17)) представляет собой удобный способ для определения ширины уровней Γ на основе экспериментальной функции возбуждения. Кривая, приведенная на рис. 4, б, показывает, что при увеличении отношения ε/Γ экспериментальная корреляционная функция быстро осциллирует около оси абсцисс. Причиной этому является ограниченная область значений энергии, которая была использована для вычисления нашей корреляционной функции. При анализе флуктуаций ошибки, обусловленные ограниченной областью, в которой имеются экспериментальные точки, поставляющие интересующую нас информацию, обычно оказываются значительно больше, чем обыкновенные статистические ошибки, обусловленные конечным числом измерений. Функции возбуждения, описывающие поперечные сечения в интервале энергии, меньшем, чем $\pi\Gamma$, сильно скоррелированы между собой. Поэтому число статистически независимых точек оказывается равным отношению интервала исследованных энергий I к величине $\pi\Gamma$. Следовательно, величина $n = I/\pi\Gamma$ определяет качество используемых данных. Ошибки, обусловленные конечностью этой величины, в основном пропорциональны $(1/n)^{1/2}$. Теория этих ошибок была развита в работе ряда авторов, которые получили точные формулы для вычисления ошибок такого рода при рассмотрении величин, встречающихся наиболее часто в теории флуктуаций, таких, как, скажем, поперечные сечения или ширина области когерентности Γ , вычисляемая на основе корреляционной функции^{26, 30-36}.

Для определения величины Γ был разработан еще ряд методов. Простейший из них заключается в подсчете числа максимумов функции воз-

буждения ν на единичный интервал энергии ^{12, 26}. Этот метод при использовании уравнения (16) приводит к ширине области когерентности $\Gamma = 0,55/\nu$. Более тонкие методы опираются на анализ осцилляций корреляционной функции ^{35 36} и гармонический анализ функции возбуждения ^{37,38}.

Кроме обсуждавшихся выше ошибок, связанных с конечной областью энергии, при анализе экспериментальных данных необходимо принимать во внимание еще ряд эффектов. Мы имеем в виду изменение среднего поперечного сечения ^{30, 39, 40}, нестатистическую структуру функции возбуждения ⁴¹⁻⁴⁵ и конечную разрешающую силу (по энергии) используемой аппаратуры. Было показано, что можно извлечь информацию о ширине области когерентности даже из тех экспериментов, в которых разрешение по энергии значительно хуже, чем Γ ⁴⁶. Некоторые из экспериментально найденных значений величины Γ будут приведены ниже, на рис. 7.

Для уверенности в статистической природе наблюдаемого процесса необходимо тщательно и всесторонне исследовать статистические свойства флуктуаций функции возбуждения. Например, изучение корреляций между функциями возбуждения, которые приводят к разным конечным состояниям, представляет собой хороший метод доказательства статистической независимости переходов. Изучение «модуляции» функции возбуждения ^{41, 42} помогает обнаружить вклад процессов нестатистической природы, например, состояний изобарного типа или «промежуточных структур» ^{43, 47, 48}.

4. УЧЕТ ЗАТУХАНИЯ И ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

До сих пор мы обсуждали простейшую ситуацию, когда статистические процессы зависят только от одной комплексной амплитуды рассеяния (одноканальный случай). В то же время в большинстве ядерных реакций вклад вносят сразу несколько таких амплитуд одновременно. Это обусловлено дополнительными степенями свободы, связанными со спинами частиц и ядер. В этом случае величина флуктуационных эффектов часто уменьшается, так как наблюдаемое поперечное сечение представляет собой сумму нескольких парциальных поперечных сечений. Флуктуационные эффекты становятся еще меньше, если существенный вклад вносят процессы прямого взаимодействия. Этот вопрос мы обсудим ниже.

Спины налетающей частицы, излучаемой частицы, ядра-мишени и ядра в конечном состоянии обозначим соответственно через i, i', I и I' , а их проекции на направление налетающей частицы — через $\beta (\mu, \mu', M, M')$. Тогда дифференциальное сечение перехода в некоторое определенное конечное состояние выражается в виде суммы «базисных» парциальных поперечных сечений σ_{β} ^{49, 50}

$$\sigma = \sum_{\beta} \sigma_{\beta}. \tag{21}$$

Парциальные поперечные сечения в общем случае не являются независимыми. В частности, из закона сохранения четности следует, что $\sigma_{\beta} = \sigma_{-\beta}$. Легко видеть, что максимальное число независимых поперечных сечений, совместимое с этим ограничением, связано с полным числом спиновых состояний системы $g = (2i + 1)(2i' + 1)(2I + 1)(2I' + 1)$ соотношением

$$N^{\max} = \frac{1}{2} g \text{ для четных значений } g,$$

$$N^{\max} = \frac{1}{2} (g + 1) \text{ для нечетных значений } g.$$

В следующих двух случаях при рассеянии под углом 0° и 180° величина N обращается в единицу:

а) Рассмотрим реакцию, в которой $i = I = 0$ или $i' = I' = 0$ и один из двух других спинов равен нулю или $1/2$.

Выберем направление оси z совпадающим с направлением импульса налетающей частицы. Тогда $l_z = l'_z = 0$. Если $i' = I' = 0$, то закон сохранения проекции полного момента на ось z приводит к тому, что $\mu + M = \mu' + M' = 0$, следовательно, $M = -\mu$. Таким образом, вклад будут давать только состояния, которые характеризуются значениями

$$\beta = (\mu, -\mu, 0, 0)$$

и

$$\beta = (-\mu, \mu, 0, 0).$$

Поскольку $|\mu|$ может принимать только одно значение и $\sigma_\beta = \sigma_{-\beta}$, мы получаем $N = 1$.

б) Пусть $i = i' = 0$ и I или $I' = 1/2$. Так как $\mu = \mu' = 0$, то $M = M'$. Когда $|M| = 1/2$, то остаются только две возможности:

$$\beta = (0, 1/2, 0, 1/2)$$

и

$$\beta = (0, -1/2, 0, -1/2).$$

В результате приходим к тому же выводу, что в пункте а).

В случае, когда поперечное сечение σ определяется соотношением (21), в него дают вклад N независимых парциальных поперечных сечений, которые изменяются в одинаковых пределах. Поэтому соответствующие этому случаю плотности распределения представляют собой χ^2 -распределения

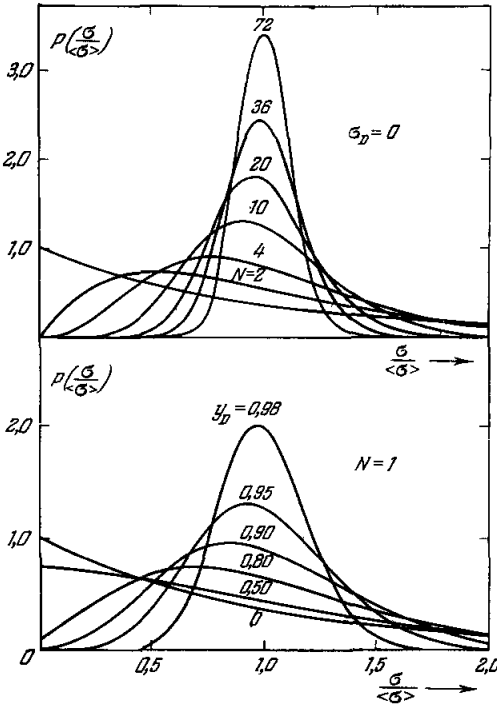


Рис. 5. Распределение вероятности как функция числа каналов N (верхняя часть) и для различных вкладов прямых процессов (нижняя часть) ⁵¹⁻⁵².

для $2N$ степеней свободы. Форма этих распределений как функция числа N показана в верхней части рис. 5. Отсюда видно, что вероятность малых поперечных сечений резко убывает с ростом N . Это является естественным следствием того факта, что кривая возбуждения для реакции в случае N каналов получается в результате усреднения N статистически независимых одноканальных кривых возбуждения. Соответствующая функция корреляции между поперечными сечениями для $\epsilon = 0$ согласно уравнению (12) равна

$$C(\epsilon) = \frac{\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{1}{N}, \tag{22}$$

откуда видно, что относительная величина флуктуаций убывает как $1/N$. Таким образом, величина N играет роль коэффициента затухания флуктуаций *).

В связи с этим представляется полезным использование уравнения (22) для определения числа эффективных каналов N в статистической

*) Красивое обсуждение общих вопросов затухания флуктуаций, опирающееся на слабые предположения, содержится в появившейся недавно работе Бенинга ^{52а}.

реакции. Это число в общем случае является функцией угла. Брикком и др.¹² было получено выражение для $N(\theta)$ на основе обычной теории компаунд-ядер. Динамические характеристики системы были учтены с помощью коэффициентов проницаемости. Хорошая аппроксимация для широкой области углов порядка 90° получается обычно, если считать различные парциальные поперечные сечения статистически независимыми и эквивалентными, так что $N \simeq N^{\max}$. Сравнение полученных теоретически и экспериментально значений величины $N^{-1}(\theta) = C(\varepsilon = 0; \theta)$ в случае реакции $\text{Cl}^{37}(p, \alpha_0)\text{S}^{34}$ показано на рис. 6. Поскольку в данном

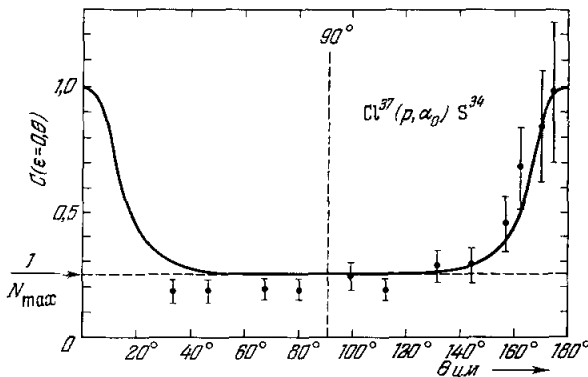


Рис. 6. Отнормированная зависимость $C(\varepsilon = 0; \theta) = 1/N(\theta)$ от угла рассеяния θ для реакции $\text{Cl}^{37}(p, \alpha_0)\text{S}^{34}$.

Пунктирная линия соответствует значению $1/N^{\max}$, где N^{\max} — максимальное число эффективных каналов реакции¹².

случае $i' = I' = 0$, согласно сказанному выше в пункте а), при рассеянии вперед и назад вносит вклад только один канал, и, следовательно, $C(\varepsilon = 0, 0^\circ \text{ и } 180^\circ) = 1$. (Аналогичный одноканальный случай был приведен на рис. 1 для иллюстрации распределения вероятности.)

Прямые взаимодействия также приводят к уменьшению флуктуаций. В силу очень короткого времени, которое характерно для этих процессов ($\sim 10^{-22}$ сек), соответствующие амплитуды в интервале энергий, который обычно используется в экспериментах по изучению флуктуаций, практически постоянны. Поэтому амплитуду реакции можно приближенно рассматривать как когерентную сумму постоянной амплитуды $\langle f_\beta \rangle$ и статистической амплитуды \hat{f}_β , о чем уже говорилось в главе 3. Соответствующее поперечное сечение имеет вид

$$\sigma = \sum_{\beta} |\langle f_{\beta} \rangle + \hat{f}_{\beta}|^2. \tag{23}$$

В случае одноканальной реакции это приводит после нормировки к выражению

$$C(\varepsilon = 0) = 1 - y^2, \tag{24}$$

где через y обозначен относительный вклад в поперечное сечение прямого взаимодействия

$$y = \frac{|\langle f \rangle|^2}{\langle \sigma \rangle} = \frac{\sigma^{\text{direct}}}{\langle \sigma \rangle}. \tag{25}$$

Соответствующие распределения вероятностей^{11, 12} показаны на нижней части рис. 5. Заметим, что форма этого распределения не сильно изменяется при вкладах прямых взаимодействий вплоть до 50%. В случае одноканальных реакций уравнение (24) или кривая распределения вероятности

могут быть использованы для определения доли прямых взаимодействий, однако при $y \leq 0,5$ точность этого метода мала.

Уравнение (22) для корреляционной функции в случае N -канальной реакции может быть обобщено с целью учета влияния прямых взаимодействий^{12, 52}. Если относительный вклад прямых взаимодействий в каждом канале одинаков, то в результате получим

$$C(\varepsilon = 0) = \frac{1}{N} (1 - y^2). \quad (26)$$

Здесь N — число только чисто статистических каналов. Сравнение с уравнением (22) показывает, что теперь прямые взаимодействия также приводят к дополнительному подавлению флуктуаций. Выполнение предположений, необходимых для получения уравнения (26), должно быть проверено в каждом отдельном случае. Только после этого можно использовать уравнение (26) для определения величины y по экспериментальным данным. Таким способом было определено в ряде случаев отношение вкладов прямых и статистических процессов^{16, 38 53-55}.

Эксперименты по изучению флуктуаций

В настоящей статье мы не будем подробно рассматривать многочисленные способы экспериментального изучения флуктуационных явлений. Мы ограничимся иллюстрацией этого на ряде простых примеров. Для

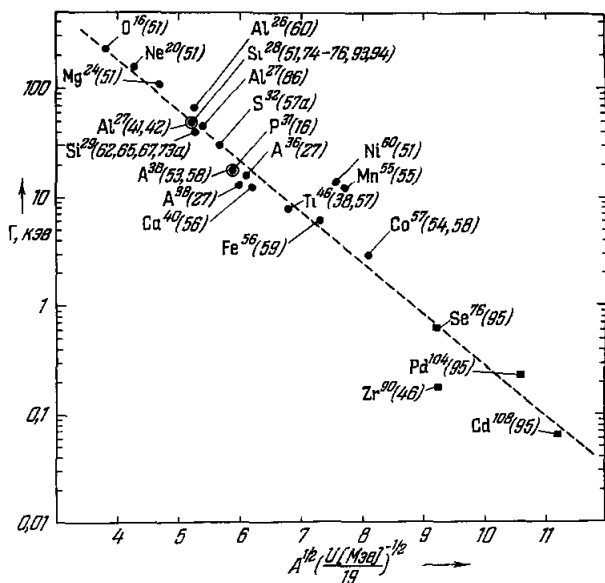


Рис. 7. График зависимости Γ от $(A/U)^{1/2}$ для различных компаунд-ядер при энергии возбуждения от 17 до 21 Мэв.

Числа в скобках обозначают, под каким номером соответствующая литература указана в конце статьи. Точки, имеющие форму квадрата, относятся к экспериментальным данным, которые получены косвенным методом. Размер точек не соответствует экспериментальным ошибкам, которые обычно достаточно велики.

экспериментального изучения флуктуаций должны выполняться следующие условия: высокое разрешение по энергии (обычно порядка нескольких киловольт); энергия возбуждения системы, достаточно высокая для того, чтобы уровни компаунд-ядра перекрывались (обычно 18—20 Мэв

или более); достаточно легкие ядра, которые обладают шириной уровня Γ , достижимой для измерения с помощью современной экспериментальной техники (рис. 7), и, наконец, механизм реакции, при котором подавляющий вклад вносят статистические процессы. В связи с этим в большинстве работ изучались реакции типа (p, α) ^{27, 38, 41, 42, 46, 51, 56-59} и (d, α) ⁶⁰⁻⁶⁷. Была исследована также одна реакция (d, p) ¹⁶. Во многих работах были использованы реакции, возбуждаемые нейтронами^{7, 68-73a}, и некоторые фотоядерные реакции типа (p, γ) ^{74, 75} и (γ, p) ⁷⁶.

В ряде экспериментов изучалось поведение флуктуаций сечения, проинтегрированного по углам, и полного сечения^{64 70 71}. Кроме того, был выполнен ряд очень хороших экспериментов, в которых были использованы реакции с участием тяжелых ионов, например, реакция $C^{12}(O^{16}, \alpha)Mg^{24}$ ^{13, 77-79}. Эти реакции характеризуются большими угловыми моментами и большими возбуждениями компаунд-системы. Особый интерес представляет реакция $C^{12}(C^{12}, \alpha)Ne^{20}$, которая была тщательно проанализирована^{33, 49, 80, 81} с точки зрения возможного образования квазимолекулярных ядерных состояний^{82, 83}, так как большая часть экспериментальных данных могла быть истолкована как флуктуации. Другая группа экспериментов была посвящена изучению флуктуаций в сечении упругого рассеяния протонов, когда существенную роль играет потенциальное рассеяние^{54, 55, 84-96}. В этих экспериментах было измерено отношение вкладов прямых и статистических процессов. В некоторых из этих экспериментов присутствие процессов нестатистической природы было очевидным^{43, 85}.

5. СРАВНЕНИЕ С «КЛАССИЧЕСКОЙ» ТЕОРИЕЙ КОМПАУНД-ЯДЕР

Предположение о случайном характере амплитуд рассеяния само по себе не претендует на предсказание величин поперечного сечения или отношения поперечных сечений для переходов в различные конечные состояния. Однако предсказания средних значений поперечных сечений и средних угловых распределений могут быть получены путем использования обычной теории компаунд-ядер, которая основана на предположении, что ядерные реакции идут с образованием промежуточного состояния, которое характеризуется чрезвычайно сложным движением нуклонов в ядре. В связи с этим, естественно полагать, что теория компаунд-ядер помимо предсказания средних значений поперечных сечений безусловно должна предсказывать также и количественные характеристики связанных с ними флуктуаций и их распределение, точно так же как она предсказывает ширины распадов промежуточной компаунд-системы. Это означает, что возможность описания флуктуационных эффектов должна рассматриваться как необходимое (но не достаточное) условие применимости теории компаунд-ядер для количественного объяснения ядерных реакций в области больших возбуждений. Обычная теория компаунд-ядер должна получиться в результате усреднения.

Это можно проиллюстрировать на примере поведения угловых распределений при переходах в определенное конечное состояние. Будучи измерены с хорошим разрешением по энергии, они часто имеют форму, которая быстро изменяется как функция энергии и не обладает симметрией по отношению к плоскости, перпендикулярной к импульсу налетающей частицы. После усреднения по достаточно большому интервалу энергий или по большому числу конечных состояний угловые распределения уже обладают этой симметрией и количественно согласуются с предсказаниями теории компаунд-ядер^{16, 42, 43, 57, 61, 62, 64}. Симметрия в этой теории является результатом пренебрежения интерференцией между различными

парциальными волнами. Кроме того, при благоприятных условиях оказывается возможным определить относительный вклад статистических процессов, когда имеют место также и прямые взаимодействия, по их взаимной интерференции.

Обсудим кратко ту информацию, которую можно извлечь из статистических ядерных реакций при высоких энергиях возбуждения. Выражение для среднего поперечного сечения процесса перехода из начального состояния «с» в конечное состояние «с'» (все остальные конечные состояния обозначены индексом с'') получается из закона детального равновесия (обратимости во времени) и постулата Бора, согласно которому выражение для сечения факторизуется, причем один множитель зависит только от «с», а другой только от «с'», т. е. $\sigma_{cc'}$ = $A_c \times B_{c'}$. Среднее поперечное сечение в этом случае сразу же выражается через усредненные коэффициенты перехода $T_{c''}$, которые можно приближенно получить, используя, например, оптический потенциал

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle \sim T_c \times \frac{T_{c'}}{\sum_{c''} T_{c''}}. \quad (27)$$

Формула (27) представляет собой уравнение Хойзера — Фешбаха⁸⁸. Существуют два независимых способа проверки предположения об образовании компаунд-ядра: во-первых, отношение парциальных поперечных сечений перехода в конечные состояния «с'» и «с''» должно определяться только соответствующими коэффициентами перехода $T_{c'_1}$ и $T_{c'_2}$. Во-вторых, должны удовлетворительно описываться флуктуации. Если эти критерии выполняются достаточно хорошо, то ширина области когерентности, полученная в результате наблюдения быстрых флуктуаций при изменении энергии, может быть использована для определения среднего расстояния D между уровнями промежуточной системы посредством соотношения

$$\Gamma = \frac{D}{2\pi} \sum_{c''} T_{c''}. \quad (28)$$

Уравнение (28) показывает, что ширина области когерентности представляет собой произведение эффективного числа каналов распада на характерную для распадающейся системы единицу энергии. Поэтому уравнение (27) может быть использовано для исключения из уравнения (28) суммы по коэффициентам перехода и выражения расстояния между уровнями через величину поперечного сечения. Полученную таким образом величину D можно сравнить с эмпирически найденной плотностью уровней данного ядра при малых энергиях возбуждения. Это позволит проверить теоретические модели, используемые для вычисления плотности уровней в ядре. В частности, таким путем можно определить параметр «а», который входит в выражение для плотности уровней и пропорционален плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми в модели ядра как системы независимых частиц. Этот параметр связывает ядерную температуру T с эффективной энергией возбуждения ядра U посредством соотношения⁶

$$U = aT^2.$$

На практике при изучении различных свойств ядерных реакций описанным выше способом следует учитывать, что величины Γ и D зависят от полного момента J промежуточного состояния^{6, 89, 90}, правда, зависимость величины Γ от J во многих случаях оказывается слабой^{6, 38, 89}. Кроме того, необходимо принимать во внимание распределение сильно возбужденных состояний ядра по спинам, которое может быть описано с помощью спинового обрезающего множителя. Обсуждаемый нами анализ

может также быть проведен при дополнительном привлечении информации об угловых распределениях. В частности, всесторонний анализ такого рода был выполнен группой Сакле, которая изучала реакции $Al^{27}(d, \alpha)Mg^{25}$ и $Mg^{24}(d, \alpha)Na^{22}$ ^{61-64, 91, 92}.

Представляет интерес также вопрос о поведении ширины области когерентности Γ при изменении атомного веса ядра. Ответ на него может быть получен с помощью следующего простого соображения.

Когерентная ширина Γ пропорциональна вероятности излучения ядра. Если считать ядро классической системой, имеющей температуру T и работу выхода W , то эта вероятность пропорциональна $\exp(-W/kT)$. Работа выхода из ядра в основном равна энергии связи нейтрона B_n , которую в первом приближении можно считать независимой от атомного веса A . Зависимость ядерной температуры от атомного веса и энергии возбуждения определяется в основном моделью ферми-газа, согласно которой

$$T = \text{const} (U/A)^{1/2}, \text{ Мэв.}$$

Согласно этому можно ожидать, что когерентная ширина определяется в основном бoльцмановским фактором

$$\exp\{-B_n/T\} = \exp\{-\text{const} (A/U)^{1/2}\}.$$

Полученная на эксперименте зависимость величины Γ от $(A/U)^{1/2}$ для энергий возбуждения порядка 19 Мэв приведена на рис. 7, причем зависимость от U вносит лишь малые поправки. Экспериментальные точки на рис. 7 располагаются приблизительно на одной прямой. Это обстоятельство указывает на то, что наши простые аргументы являются в основном правильными и что эффекты, обусловленные оболочечной структурой ядра, не играют большой роли.

Более последовательный, но в принципе эквивалентный способ вычисления когерентной ширины Γ основан на использовании теории компаунд-ядер, что позволяет точно выразить ее через плотность уровней ядра и проницаемость ⁶. Этот и связанный с ним вопрос о плотности уровней были исследованы в связи с проблемой флуктуаций в ряде работ ^{89, 96-101}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально надежно установлено, что во многих ядерных реакциях с участием легких и промежуточных ядер наблюдаются быстрые нерезонансные изменения функций возбуждения. Эти изменения, так же как связанные с ними угловые распределения, представляют собой типичные флуктуации поперечного сечения. Универсальность этого явления подтверждается тем, что оно имеет место при использовании различных налетающих частиц (γ , p , d , α , тяжелые ионы).

В специальном случае, когда реакция является чисто статистической, было проведено подробное сравнение теории с экспериментом. Результаты этого сравнения в ряде случаев оказались очень хорошими. Вследствие этого был найден ряд нетривиальных и строгих способов проверки статистической модели ядерных реакций и подчеркнута существенная роль когерентности также и в статистических реакциях. Круг наблюдений флуктуационных явлений в ядрах ограничен экспериментальными трудностями. Нет причин сомневаться в том, что аналогичные эффекты имеют место и в реакциях с участием тяжелых элементов и в других ядерных реакциях, например, при взаимодействии ядер с электронами или делении. С ростом энергии время, которое падающая волна проводит внутри ядра, убывает. Поэтому приближение, основанное на пренебрежении временами

релаксации ввиду их малости, с ростом энергий становится все более спорным. Вследствие этого свойства излучаемой волны становятся все более тесно связанными со свойствами падающей волны. По мере этого относительная роль флуктуационных эффектов обсуждавшегося здесь типа постепенно уменьшается.

Наконец, при очень высоких энергиях, в области нескольких $G\text{эв}$ и выше, флуктуации поперечного сечения ядерной реакции уже не представляются интереса. Однако с точки зрения универсальности этого явления представляется серьезным вопрос, играет ли явление случайной когерентности существенную роль также в физике элементарных частиц^{28, 102}. Причина и методы описания явления случайной когерентности во взаимодействиях элементарных частиц были бы тогда во всех основных чертах полностью аналогичны случаю ядерных реакций. Очевидной областью для поисков этого эффекта являются бинарные реакции, которые сопровождаются передачей большого импульса¹⁰³.

CERN — Geneva

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. K. E х n e r, Wiedemann Ann. 4, 525 (1878).
2. W. M a r t i e n s s e n and E. S p i l l e r, Amer. J. Phys. 32, 919 (1964).
3. R. H. B r o w n and R. G. T w i s s, Phil. Mag. 45, 669 (1954).
4. N. W. T a n n e r and D. M. B r i n k, Nature 201, 806 (1964).
5. T. E r i c s o n, Phys. Rev. Letts 5, 430 (1960).
6. T. E r i c s o n, Advan. Phys. 9, 425 (1960).
7. C o l l i, U. F a c c h i n i, I. I o r i, G. M. M a r c a z z a n, M. M i l a z z o and F. T o n o l i n i, Phys. Letts 1, 120 (1962).
8. U. F a c c h i n i, E. S a e t t a - M e n i c h e l l a and F. T o n o l i n i, Phys. Letts 1, 209 (1962).
9. C. E. P o r t e r, Statistical Properties of Spectra, New York, Academic Press, 1965.
10. M. E r i c s o n and E. C o u c h o u d, Submitted to Nucl. Phys. and Private Communication.
11. T. E r i c s o n, Phys. Letts 4, 258 (1963).
12. D. M. B r i n k, R. O. S t e p h e n, Phys. Letts 5, 877 (1963).
13. M. L. H a l b e r t, F. E. D u r h a m, C. D. M o a k and A. Z u c k e r, Nucl. Phys. 47, 353 (1963).
14. D. M. B r i n k, R. O. S t e p h e n and N. W. T a n n e r, Nucl. Phys. 54, 577 (1964).
15. M. B o r n and E. W o l f, Principles of Optics, 2nd ed., London, Pergamon Press, 1964, стр. 491.
16. G. D e a r n a l e y, W. R. G i b b s, R. B. L e a c h m a n and P. C. R o g e r s, Phys. Rev. 139B, 1170 (1965).
17. T. E r i c s o n, Ann. Phys. (USA) 23, 390 (1963).
18. H. F e s h b a c h and D. R. Y e n n i e, Nucl. Phys. 37, 150 (1962).
19. T. E r i c s o n, Varenna Lectures 1961, course 23, New York, Academic Press, 1963.
20. C. P o r t e r and R. G. T h o m a s, Phys. Rev. 104, 483 (1956).
21. C. P o r t e r, Rev. Mod. Phys. 36, 1094 (1964).
22. P. A. M o l d a u e r, Phys. Letts 8, 70 (1964).
23. P. A. M o l d a u e r, Phys. Rev. 135B, 642 (1964).
24. P. A. M o l d a u e r, Phys. Rev. 136B, 947 (1964).
25. P. J. D a l l i m o r e and I. H a l l, Report Nuclear Physics Laboratory 176/65 (Oxford Univ., 1965).
26. P. J. D a l l i m o r e and I. H a l l, Phys. Letts 18, 138 (1965).
27. P. v o n B r e n t a n o, J. E r n s t, O. H ä u s s e r, T. M a y e r - K u c k u k, A. R i c h t e r and W. v o n W i t s c h, Phys. Letts 9, 48 (1964).
28. T. E r i c s o n, Boudler Lectures, 1965 (to be published).
- 28a. D. K. C. M c D o n a l d, Noise and Fluctuations, New York, ed. J. Wiley, 1962.
29. J. B e n n e w i t z, Phys. Letts 16, 290 (1965).
- 29a. P. G. B i z e t t i, Phys. Letts 13, 334 (1964).
30. I. H a l l, Phys. Letts 10, 199 (1964).
31. I. H a l l, Report Nuclear Physics Laboratory, 37/64 (Oxford Univ., 1964).
32. M. B ö h n i n g, Compt. Rend, Congr, Intern. Phys. Nucl., Paris 2—8 Juillet 1964, Contrib. C 158, vol. II, 697 (1964).

33. E. Almqvist, J. A. Kuehner, D. McPherson and E. W. Vogt, *Phys. Rev.* **136B**, 84 (1964).
34. M. Halbert and M. Böhning, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **10**, 120 (1965).
35. W. R. Gibbs, *Phys. Rev.* **139B**, 1185 (1965).
36. W. R. Gibbs, Los Alamos Rept. LA-3266 (1965).
37. M. Böhning, Private communication; to be published.
38. A. Richter, A. Bamberger, P. v. Brentano, T. Mayer-Kuckuk and W. von Witsch, *Z. Naturforsch.* **21A**, No 7 (1966).
39. E. Gadioli, *Phys. Letts* **16**, 288 (1965).
40. E. Gadioli, I. Iori and E. Marini, *Nuovo Cimento* **39**, 996 (1965).
41. B. W. Allardyce, P. J. Dallimore, I. Hall, N. W. Tanner, A. Richter, P. von Brentano and T. Mayer-Kuckuk, *Phys. Letts* **18**, 140 (1965).
42. B. W. Allardyce, P. J. Dallimore, I. Hall, N. W. Tanner, A. Richter, P. von Brentano and T. Mayer-Kuckuk, *Nucl. Phys.* (in press).
43. G. Pappalardo, *Phys. Letts* **13**, 320 (1964).
44. K. J. LeCouteur, *Phys. Letts* **11**, 53 (1964).
45. D. W. Lang, *Nucl. Phys.* **72**, 461 (1965).
46. P. Fessenden, W. R. Gibbs and R. B. Leachman, *Phys. Rev. Letts* **15**, 796 (1965).
47. B. Bloch and H. Feshbach, *Ann. Phys. (USA)* **23**, 47 (1963).
48. A. K. Kerman, L. S. Rodberg and J. E. Young, *Phys. Rev. Letts* **11**, 422 (1963).
49. J. P. Bondorf and R. B. Leachman, *Kgl. Danske Videnskab Selskab. Mat. Fys. Medd.* **34**, 10 (1965).
50. J. P. Bondorf, *Hercegnovi Lectures*, Proc. 9th summer meeting of nuclear physicists, 133 (Cindre N., Ed., published by Federal Nucl. Comm. of Yugoslavia, 1964).
51. G. M. Temmer, *Phys. Rev. Letts* **12**, 330 (1964).
52. K. F. Ratcliff, *Tech. Rept.*, Univ. of Pittsburgh (1964).
- 52a. M. Böhning, *Z. Naturforsch.* **21A**, N 7 (1966).
53. W. von Witsch, P. von Brentano, T. Mayer-Kuckuk and A. Richter, *Nucl. Phys.* (in print).
54. J. Ernst, P. von Brentano and T. Mayer-Kuckuk, *Phys. Letts.* **19**, 41 (1965).
55. J. Ernst, H. L. Harney, P. von Brentano and T. Mayer-Kuckuk, *Z. Naturforsch.* **21A**, N 7 (1966).
56. D. v. Ehrenstein, L. Meyer-Schützmeister and R. G. Allas, *Nucl. Phys.* **79**, 625 (1966).
57. A. Bamberger, *Diplomarbeit Heidelberg*, 1965 (to be published).
- 57a. A. A. Katsanos, H. K. Vonach and J. R. Huizenga, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **9**, 667 (1964).
58. T. Mayer-Kuckuk, J. Ernst, W. von Witsch and P. von Brentano, *Compt. Rend. Congrès Intern. Phys. Nucl.*, Paris 2—8 Juillet 1964, *Contrib. C* 262, vol. II, 731 (1964).
59. H. K. Vonach, A. Katsanos and J. R. Huizenga, *Phys. Rev. Letts* **13**, 88 (1964).
60. B. Adam, Y. Cassagnou, I. Iori, M. Mermaz and L. Papineau, *Compt. Rend. Congrès Intern. Phys. Nucl.*, Paris 2—8 Juillet 1964, *Contrib. C* 302, vol. II, 746 (1964).
61. Y. Cassagnou, C. Lévi, M. Mermaz and L. Papineau, *Phys. Letts* **2**, 93 (1962).
62. Y. Cassagnou, I. Iori, C. Lévi, T. Mayer-Kuckuk, M. Mermaz and L. Papineau, *Phys. Letts* **6**, 209 (1963).
63. Y. Cassagnou, I. Iori, C. Lévi, Mayer-Kuckuk, M. Mermaz and L. Papineau, *J. Phys. Radium*, **24**, 281 (1963).
64. Y. Cassagnou, I. Iori, C. Lévi, M. Mermaz and L. Papineau, *Phys. Letts* **8**, 276 (1964).
65. I. M. Naqib R. Gleyvod and N. P. Heydenburg, *Nucl. Phys.* **66**, 129 (1965).
66. O. Hansen, E. Koltay and B. Madsen, *Rept. Magyar Tudományos Akadémia, Debrecen*, 6-h (1963).
67. E. Gadioli, G. M. Marazzan and G. Pappalardo, *Phys. Letts* **11**, 130 (1964).
68. L. Colli and F. Tonolini, *Phys. Letts* **3**, 149 (1962).
69. L. Colli, I. Iori, G. M. Marazzan and M. Milazzo, *Nucl. Phys.* **43**, 529 (1963).
70. N. Cindro, P. Kulisic and P. Strohal, *Phys. Letts* **6**, 205 (1963).
71. P. Strohal, P. Kulisic, Z. Kolar and N. Cindro, *Phys. Letts* **10**, 104 (1964).

72. E. Fort and P. Thouvenin, J. Phys. Radium **24**, 819 (1963).
73. G. Andersson-Lindström and E. Rössle, Phys. Letts **5**, 71 (1963).
74. F. Rauch and E. Rössle, Phys. Letts **12**, 217 (1964).
75. P. P. Singh, R. E. Segel, L. Meyer-Schützmeister, S. S. Hanna and R. G. Allas, Nucl. Phys. **65**, 577 (1965).
76. P. G. Bizetti, A. M. Bizetti Sona, M. Bocciolini, G. Di Carriacco, T. Fazzini and M. Mando, Nucl. Phys. (in press); см. также: Compt. Rend. Congr. Intern. Phys. Nucl. Paris. 2-8 Juillet 1964, Contrib. C284, Vol. II, 741 (1964).
77. N. O. Lassen, Phys. Letts **1**, 65 (1962).
78. N. O. Lassen and J. S. Olesen, Kgl. Danske Videnskab Selskab. Mat. Fys. Medd. **33**, 13 (1963).
79. R. E. Brown, J. S. Blair, D. Bodansky, N. Cue and C. D. Kavaleski, Phys. Rev. **138B**, 1394 (1965).
80. E. W. Vogt, D. McPherson, J. Kuehner and E. Almquist, Phys. Rev. **136B**, 99 (1964).
81. J. Borggreen, B. Elbek and R. B. Leachman, Kgl. Danske Videnskab Selskab. Mat. Fys. Medd. **34**, No 9 (1964).
82. E. Almquist, D. A. Bromley, J. A. Kuehner and B. Whaler, Phys. Rev. Letts **4**, 515 (1960).
83. D. A. Bromley, Phys. Rev. **123**, 878 (1961).
84. L. L. Lee and J. P. Schiffer, Phys. Letts **4**, 104 (1963).
85. A. Elweyn, L. L. Lee, L. Meyer-Schützmeister, J. E. Monahan, R. E. Segel, P. P. Singh and Z. Vager, Bull. Amer. Phys. Soc. **10**, 104 (1965).
86. O. Häusser, A. Richter, P. von Brentano and T. Mayer-Kuckuk, Compt. Rend. Congr. Intern. Phys. Nucl., Paris, 2-8 Juillet 1964, Contrib. C 256, vol. II, 728 (1964).
87. A. Richter, W. von Witsch, P. von Brentano, O. Häusser and T. Mayer-Kuckuk, Phys. Letts **14**, 121 (1965).
88. H. Feschbach, Nuclear Spectroscopy, Pt. B., New York and London, Ajzenberg-Selove F., Ed., Academic Press, 1960, ср. 65.
89. H. K. Vonach and J. R. Huizenga, Phys. Rev. **138B**, 1372 (1965).
90. R. O. Stephen, P. von Brentano and K. Eberhard, Verhandl. Deut. Physik. Ges. **1**, 28 (1966).
91. Y. Cassagnou, I. Iori, C. Lévi, T. Mayer-Kuckuk, M. Mermaz and L. Papineau, Phys. Letts **7**, 147 (1963).
92. Y. Cassagnou, I. Iori, C. Lévi, M. Mermaz and L. Papineau, Phys. Letts **9**, 263 (1964).
93. B. W. Allardyce, W. R. Graham and I. Hall, Nucl. Phys. **52**, 239 (1964).
94. I. F. Bubb, J. M. Poate and R. H. Spear, Nucl. Phys. **65**, 655 (1965).
95. P. Fessenden et al, Private communication (to be published).
96. U. Facchini, I. Iori and E. Manichella, Nuovo Cimento **16**, 1109 (1960).
97. E. Erba, U. Facchini and E. Saetta-Menichella, Nuovo Cimento **22**, 1237 (1961).
98. U. Facchini, Energia Nucl. **9**, 581 (1962).
99. U. Facchini, E. Saetta-Menichella, F. Tonolini and L. Tonolini, Phys. Letts **3**, 361 (1963).
100. H. A. Weidenmüller, Phys. Letts **10**, 331 (1964).
101. N. N. Abdelmalek and V. S. Stavinsky, Nucl. Phys. **58**, 601 (1964).
102. T. Ericson, Preprint CERN/TH 40 (1964).
103. И. Н. Сисакян, Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ **52**, 545 (1967)*).

*) Литература ¹⁰³ добавлена переводчиком.