

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



9370

P7 - 9370

В. Нойберт

АНАЛИЗ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ
В РЕАКЦИЯХ ТИПА (n, xn)
НА ОСНОВЕ ФЕРМИ-ГАЗА

1975

P7 - 9370

В. Нойберт*

АНАЛИЗ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ
В РЕАКЦИЯХ ТИПА ($n + I, xp$)
НА ОСНОВЕ ФЕРМИ-ГАЗА

Направлено в ЯФ

* Центральный институт ядерных исследований АН ГДР,
Россендорф.

1. Введение

Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные в различных лабораториях мира на протяжении последних 15 лет, показали, что в процессе неупругого взаимодействия сложных ядер образование сильно возбужденного компаунд-ядра в области энергий, превышающих кулоновский барьер, является наиболее интенсивным каналом реакции. Об этом свидетельствует в большинстве исследуемых случаев форма функции возбуждения определенного изотопа, образуемого при распаде компаунд-ядра. Самое значительное количество измерений имеется для реакций с последовательным испусканием нейтронов из компаунд-ядра. Весь экспериментальный материал включает в себе в настоящее время более 350 реакций такого типа^{/1/}. Эти измеренные зависимости должны содержать ряд важных общих характеристик о величинах, которые имеют большое значение для описания ядерной реакции в модели компаунд-ядра. Речь идет о таких величинах, как температура ядра, параметр плотности уровней и критический угловой момент компаунд-ядра. Известно, что метод Монте-Карло, как естественное отражение статистического характера распада компаунд-ядра, в настоящее время лучше всего воспроизводит функцию возбуждения по форме и абсолютной шкале. Однако неопределенность в выборе параметра плотности уровней наиболее сильно сказывается на функциях возбуждения^{/2/}. Величина критического углового момента является в этих расчетах также одним из подгоночных параметров теории^{/2/}.

Цель настоящей работы - определение указанных выше характеристик на основе имеющегося экспериментального материала. В большинстве случаев был измерен только относительный ход функции возбуждения. Для успешного решения этой задачи необходимо, чтобы, во-первых, метод вычисления не опирался на значение абсолютного сечения и, во-вторых, позволял во многих вариантах быстро обрабатывать большой объем экспериментальных данных. То обстоятельство, что нужно опираться на относительный ход или в некоторых случаях только на измеренное положение максимума функции возбуждения, затрудняет сравнение расчетов с экспериментом в основном при воспроизведении числа испущенных нейтронов. С другой стороны, модель должна отражать все главные черты процесса образования и распада компаунд-ядра. Как будет показано в следующих главах, вполне применима модель ядерного ферми-газа.

2. Модель ферми-газа с резкой границей

Анализ экспериментальных данных показывает, что при образовании компаунд-ядра его энергия возбуждения значительно превышает энергию связи нуклона в ядре и достигает 100 - 150 МэВ. Естественно попытаться описать такую систему на основе модели ферми-газа, т.е. системы независимых фермионов, движущихся в сфере с радиусом образовавшегося компаунд-ядра $r_0 A_c^{1/3}$ / A_c - массовое число компаунд-ядра/.

Другое существенное свойство этой системы заключается в том, что в процессе полного слияния налетающей частицы и ядра мишени компаунд-ядро приобретает большой угловой момент /см. главу 3/. В процессе распада у остаточного ядра остается большой момент j , так как испущенный нейтрон уносит сравнительно небольшой момент l . Вследствие закона сохранения углового момента угол развязки между векторами \vec{L} и \vec{l} приближенно равен $\pi/2$ /случай слабой связи /3/. Для этого случая Эриксоном было показано /3/, что процесс испускания нейтронов из сильновозбужденного компаунд-ядра можно рассматривать, как испарение частицы из враща-

ющейся жидкой капли. Это означает, в свою очередь, что энергию возбуждения компаунд-системы можно представить в виде суммы:

$$E_{exc} = U + E_{rot} = U + \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I}, \quad /1/$$

где U - тепловая энергия и E_{rot} - вращательная энергия. Момент инерции ядра I не равняется твердотельному моменту I_0 , а меньше его из-за образования пар на поверхности Ферми. Однако уже небольшое тепловое возбуждение разрушает эти пары, и I приближается к своему твердотельному значению /4/:

$$I_0 = \frac{2}{5} m_N r_0^2 A_c^{5/3}, \quad /2/$$

где m_N - масса нуклона, r_0 - параметр, характеризующий радиус компаунд-ядра, A_c - его массовое число. Уравнение /2/ применимо при энергиях возбуждения выше 10 МэВ, как было показано в работе /27/.

Термодинамическая температура t_1 , характеризующая равновесие между оставшимся ядром и первым испарившимся из него нейтроном, в модели ферми-газа равна

$$t_1 = \sqrt{(U - B_{n1})/a}, \quad /3/$$

где B_{n1} - энергия связи нейтрона в ядре с массовым числом A_c , a - параметр плотности уровней, который входит практически во все статистические расчеты состояний в системе независимых нуклонов. В рамках модели ферми-газа параметр a пропорционален массовому числу A и не зависит от энергии возбуждения. Поэтому параметр плотности уровней берется в виде $a = A/C$, где C является подгоночным параметром. Энергии связи нейтрона взяты из работы /5/. Эти величины учитывают энергию спаривания протонной и нейтронной компонент.

Ядерная температура T_1 , описывающая спектр испарившегося первого нейтрона, отличается от термодинамической

$$1/T_1 = 1/t_1 - n/U. \quad /4/$$

Величина n зависит от предположений, сделанных в расчетах плотности уровней при усреднении нейтронных и протонных компонент. Для средних и тяжелых ядер установлено, что $n \approx 1,5$, см.^{/6/}.

Средняя кинетическая энергия по максвелловскому спектру первого испарившегося нейтрона составляет $\bar{\epsilon}_{n1} = 2T_1$. Влияние вращения возбужденного ядра на испускание нейтрона было рассчитано Эриксоном и проявляется в увеличении средней кинетической энергии нейтрона в виде поправочного члена^{/3/}

$$\Delta \epsilon_n \approx \frac{4}{3} \frac{\mu R^2 E_{rot}}{I_0} = 3,33 \cdot E_{rot} / A, \quad /5/$$

где μ - приведенная масса ядра и нейтрона, R - соответствующий радиус взаимодействия. Оказалось, что в большинстве случаев эта поправка не превышает нескольких процентов от $\bar{\epsilon}_n$.

В процессе испарительного каскада изменяется энергия возбуждения составного ядра после каждого акта испускания частицы. После испарения первого нейтрона остается энергия $\Delta E_1 = U - B_{n1} - 2T_1 - \Delta E_{rot}$. ΔE_{rot} учитывает небольшое изменение вращательной энергии вследствие уменьшения углового момента и массового числа после испускания нейтрона. Термодинамическая температура второго испаряющегося нейтрона в термодинамическом равновесии характеризуется соотношением

$$t_2 = \sqrt{\frac{(\Delta E_1 - B_{n2})C}{A-2}}. \quad /6/$$

Аналогичным путем вычисляется средняя кинетическая энергия второго испущенного нейтрона и т.д. Расчет заканчивается, когда испускание очередного нейтрона становится энергетически невозможным, т.е. если $\Delta E_i \leq B_{ni+1} + 2T_{i+1}$. Полная энергия ϵ_n , уносимая x нейтронами, и средняя ядерная температура по испарительному каскаду связаны соотношением

$$\epsilon_n = \sum_{i=1}^x \bar{\epsilon}_{ni} = 2xT. \quad /7/$$

На каждом шаге испарительного каскада вычисляется также угловой момент, уносимый нейтроном, в приближении резкого обрезания

$$\ell_n h = \sqrt{\mu} R (E_{cm} - V)^{1/2}. \quad /8/$$

Так как кулоновский барьер отсутствует в случае испускания нейтрона, это уравнение принимает особенно простой вид. Как было показано в работе^{/3/}, среднее квадратичное значение для углового момента испущенного нейтрона при усреднении по испарительному спектру нейтронов равно

$$\overline{\ell_{ni}^2} = 1/2 \ell_{i \max}^2 = m_n \bar{\epsilon}_{ni} R^2 / h^2, \quad /9/$$

где m_n - масса нейтрона. Значение ℓ_{\max} определяет максимальный угол развязки между угловым моментом оставшегося ядра и испущенного нейтрона.

3. Метод расчета и выбор параметров

Для проведения конкретных расчетов нами были отобраны экспериментальные данные о функциях возбуждения реакций типа $(N.I., xn)$, собранные в обзорной работе^{/1/}. Некоторые дополнительные экспериментальные данные, которые появились после окончания работы^{/1/}, приводятся в таблице. При отборе экспериментальных данных использовался следующий критерий. Если энергия возбуждения E_{exc} , соответствующая максимуму сечения, не удовлетворяет условию

$$\Delta \epsilon = |(E_{exc} - \sum_{i=1}^x B_{ni}) / x - \bar{\epsilon}| \leq 0,85 \quad /10/$$

/где $\epsilon = 9,0 - 2,4 \cdot 10^{-2} \cdot A_c / MэВ$, см.^{/1/}, B_{ni} - энергии связи нейтронов, взяты из работы^{/5/} /, то эти экспериментальные данные из рассмотрения исключаются.

Таблица

Дополнительные функции возбуждения

Реакция	E_{lab} (МэВ)	E_{exc} (МэВ)	Реакция	E_{lab} (МэВ)	E_{exc} (МэВ)
$^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 3n)^{218}\text{Ac}$	67	30,6	$^{169}\text{Tm}(^{31}\text{P}, 4n)^{196}\text{Po}$	155	61,9
$^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 4n)^{217}\text{Ac}$	73	36,3	$^{169}\text{Tm}(^{31}\text{P}, 4n)^{195}\text{Po}$	162	67,8
$^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 5n)^{216}\text{Ac}$	82,5	45,3	$^{192}\text{Os}(^{28}\text{Si}, 5n)^{215}\text{Th}$	152	60,7
$^{205}\text{Tl}(^{12}\text{C}, 4n)^{213}\text{Fr}$	71	39	$^{159}\text{Tb}(^{40}\text{Ar}, 9n)^{190}\text{Bi}$	267	129,3
$^{205}\text{Tl}(^{12}\text{C}, 5n)^{212}\text{Fr}$	82	49,4	$^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 6n)^{198}\text{Po}$	211	87,1
$^{243}\text{Am}(^{13}\text{C}, 5n)^{251}\text{Mv}$	78	46,8	$^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 7n)^{197}\text{Po}$	225	98,4
$^{243}\text{Am}(^{13}\text{C}, 6n)^{250}\text{Mv}$	88	56,3	$^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 8n)^{196}\text{Po}$	239	109,6
$^{241}\text{Am}(^{12}\text{C}, 4n)^{249}\text{Mv}$	72	40,3	$^{164}\text{Dy}(^{40}\text{Ar}, 9n)^{195}\text{Po}$	256	123,3
$^{241}\text{Am}(^{12}\text{C}, 5n)^{248}\text{Mv}$	81	48,3	$^{142}\text{Nd}(^{40}\text{Ar}, 6n)^{176}\text{Pt}$	218	84,6
$^{243}\text{Am}(^{12}\text{C}, 4n)^{251}\text{Mv}$	71	30	$^{142}\text{Nd}(^{40}\text{Ar}, 7n)^{175}\text{Pt}$	233	96,3
$^{243}\text{Am}(^{12}\text{C}, 5n)^{250}\text{Mv}$	81	49,5	$^{142}\text{Nd}(^{40}\text{Ar}, 8n)^{174}\text{Pt}$	247	107,3
$^{243}\text{Am}(^{12}\text{C}, 6n)^{249}\text{Mv}$	92	60	$^{142}\text{Nd}(^{40}\text{Ar}, 9n)^{173}\text{Pt}$	261	118,2

Значения E_{lab} соответствуют максимуму сечения реакции в лаб. системе,
а E_{exc} - соответствующая энергия возбуждения составного ядра. Значения (M-A) взяты из

Угловой момент, переданный в процессе слияния компаунд-ядра, вычислялся в двух вариантах:

а/ в приближении резкого обрезания

$$hL_{max} = \mu^{1/2} r_{BZ} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) (\tilde{E}_{cm} - V)^{1/2}, \quad /11/$$

где μ - приведенная масса иона A_1 и мишени A_2 , \tilde{E}_{cm} - энергия падающего иона в с.ц.м. при максимуме сечения, r_{BZ} - параметр радиуса взаимодействия.

б/ в рамках модели черного ядра /расчеты проводились на основе формул из работы /7/ для надбарьерной области энергии столкновения/.

В соотношения, описывающие образование и распад компаунд-ядра, входят два параметра радиусов - r_0 и r_{BZ} . Значение величины r_{BZ} , характеризующее неупругое взаимодействие ион + ядро, фиксируется жестко: $r_{BZ} = 1,5 \text{ Фм}$, поскольку в расчетах использовано приближение ядра с резким краем. Параметр r_0 , характеризующий радиус образовавшегося компаунд-ядра и влияющий главным образом на момент инерции и угловой момент испущенной частицы, берется $r_0 = 1,22 \text{ Фм}$.

Исходной точкой для вычисления начальной энергии возбуждения в испарительном каскаде является экспериментально найденное положение максимума функции возбуждения.

4. Сравнение расчетов с экспериментальными данными

Наиболее важным критерием применимости модели ферми-газа для реакций с тяжелыми ионами является требование, чтобы число испарившихся из компаунд-ядра нейтронов модель воспроизводила правильно. На рис. 1 проводится сравнение расчетных чисел испущенных нейтронов с экспериментальными данными. Степень воспроизведения P для совокупности экспериментальных данных зависит, во-первых, от значения постоянной C в выражении для параметра плотности уровней ν , во-вторых, от

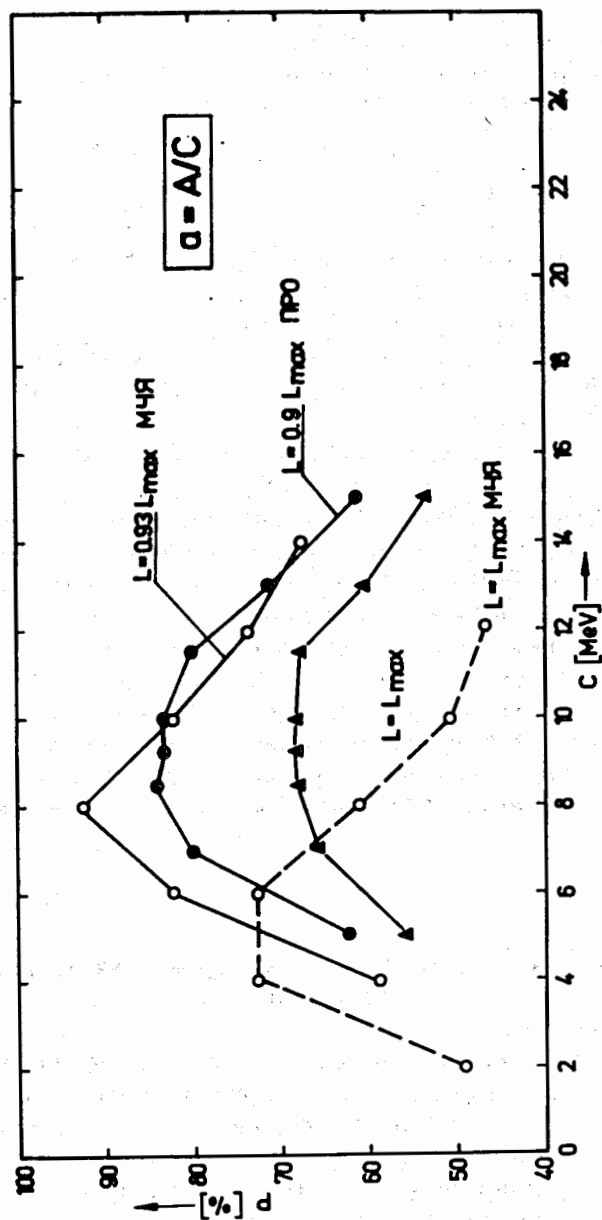


Рис. 1. Воспроизведение числа испущенных нейтронов в зависимости от значения величины C в выражении для параметра плотности уровней /см. главу 2 текста/. По ординате отложена степень воспроизведения P в процентах. Светлые точки \circ - угловой момент компаунд-ядра, рассчитанный по модели черного ядра /МЧЯ/; черные точки \bullet - угловой момент компаунд-ядра, вычислен в приближении резкого обрезания /ПРО/. Для анализа были выбраны 214 функций возбуждения, находящихся в пределах $\Delta E \leq 0,85$ МэВ. Фигурные точки Δ - расчет проводился без учета ограничения на ΔE . Заштрихованная кривая - угловой момент компаунд-ядра, рассчитанный в рамках МЧЯ без фактора обрезания /отсутствие кришического значения величины углового момента компаунд-ядра/.

абсолютной величины углового момента, переданного компаунд-ядру /ср. объяснительный текст к рис. 1/. Надо отметить, что для реакций, вызванных тяжелыми нонами вплоть до неона, число испарившихся нейтронов воспроизводится правильно /в худшем случае оно отличается от экспериментального на единицу/. При этом видно, что чем выше параметр плотности уровней, тем больше число испарившихся нейтронов. Далее проверялось, насколько в модели ферми-газа предполагаемая пропорциональность a массовому числу оправдывается при расчетах. Для этого мы сравнили для разных массовых интервалов /верхняя часть рис. 2/ зависимость степени воспроизведения числа испущенных нейтронов от значения величины C в выражении для параметра плотности уровней. Результаты приводятся на рис. 2. На этом рисунке видно, что значение C , соответствующее наилучшему воспроизведению числа испущенных нейтронов, слабо зависит от массы A_c компаунд-ядра. Однако полученная зависимость не является аргументом против использования параметра

плотности уровней в виде $a = \frac{A_c}{C}$. Дело в том, что отно-

сительный вклад измеренных функций возбуждения, максимум которых находится при больших энергиях возбуждения, постепенно уменьшается с ростом массового числа компаунд-ядра /причина этого объясняется уменьшением Γ_n/Γ_f /. В главах 5 и 6 мы вернемся к этому вопросу.

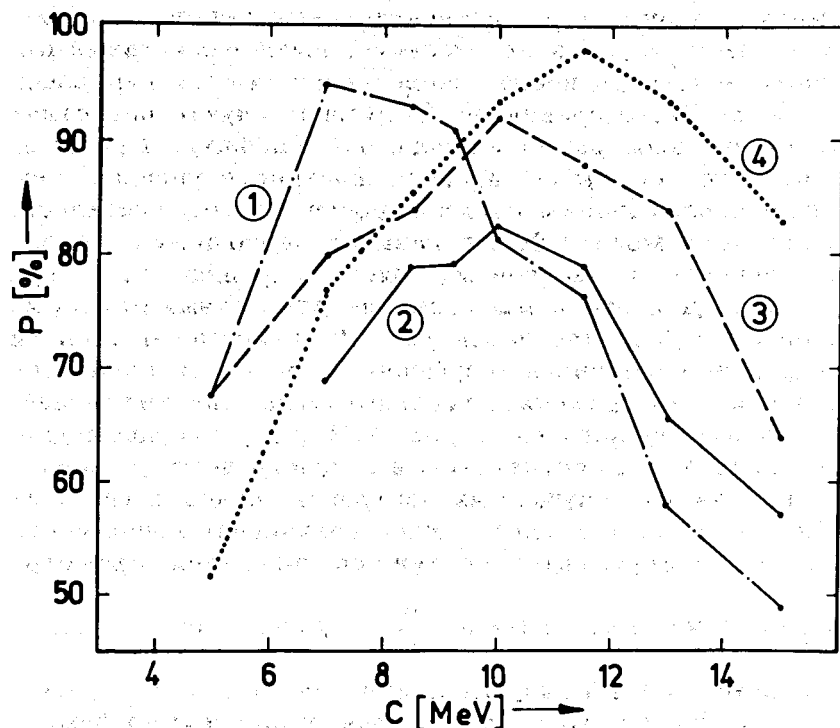
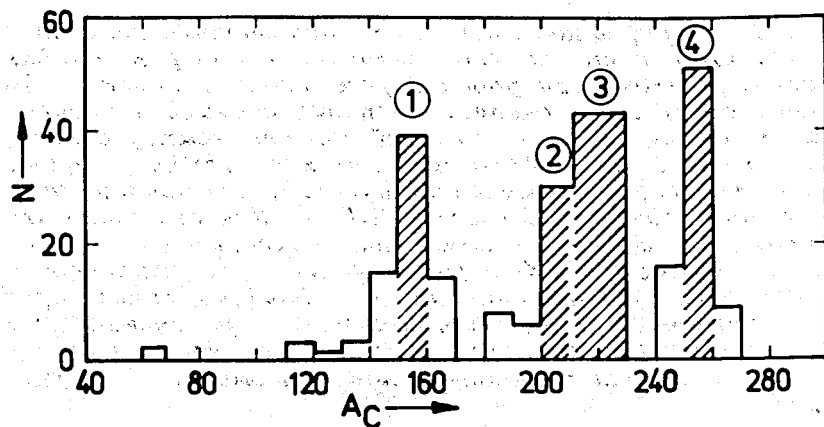


Рис. 2. Гистограмма распределения измеренных функций возбуждения в реакциях типа $A_2(N, xn)$ по величине массового числа компаунд-ядра. Нижняя часть рисунка показывает степень воспроизведения испущенных нейтронов в зависимости от значения величины C для разных областей массовых чисел компаунд-ядер. Угловой момент компаунд-ядра вычислен по модели ПРО.

Из формул /3/-/7/ видно, что средняя энергия испарившихся нейтронов также зависит от параметра плотности уровней. Чтобы получить более полные сведения о параметре плотности уровней, мы дополнительно сравнивали расчетную среднюю энергию нейтронов $\epsilon_n(a)$ с экспериментальными данными из работы /8/. Авторы этой работы /8/ не учитывали влияние вращательной энергии на среднюю энергию, уносимую нейтронами. В наших расчетах это соответствует отбрасыванию добавочного члена $\Delta\epsilon_n$. Наилучшее согласие с экспериментальными данными получается при параметре плотности уровней $a = /8,5 \pm 0,4/^{-1}A$. Этот результат находится в согласии с результатами, изображенными на рис. 1.

На рис. 3 представлена ядерная температура T , описывающая весь спектр испарившихся нейтронов. Гистограмма на вставке изображает распределение числа исследуемых реакций в зависимости от средней тепловой энергии возбуждения:

$$\bar{E} = U - 1/2 \left[\sum_{i=1}^x (B_{ni} + \epsilon_{ni}) \right]. \quad /12/$$

Интервал от 25 до 30 МэВ соответствует числу испущенных нейтронов от 3 до 5, а интервал от 40 до 45 МэВ - от 6 до 8 испущенным нейтронам. Для каждой группы /интервал усреднения приблизительно равен 5 МэВ/ полученные ядерные температуры T ложатся около кривых, убывающих по закону $A_c^{-1/2}$.

Чтобы проследить за энергетической зависимостью ядерной температуры и сопоставить ее с теоретическими предсказаниями, мы отложили на рис. 4 ядерную температуру первого испарившегося нейтрона от соответствующей средней энергии возбуждения /где $\bar{E} = U - 1/2(B_{n1} + 2T_1)$ /. Представленная зависимость температуры ядра, полу-

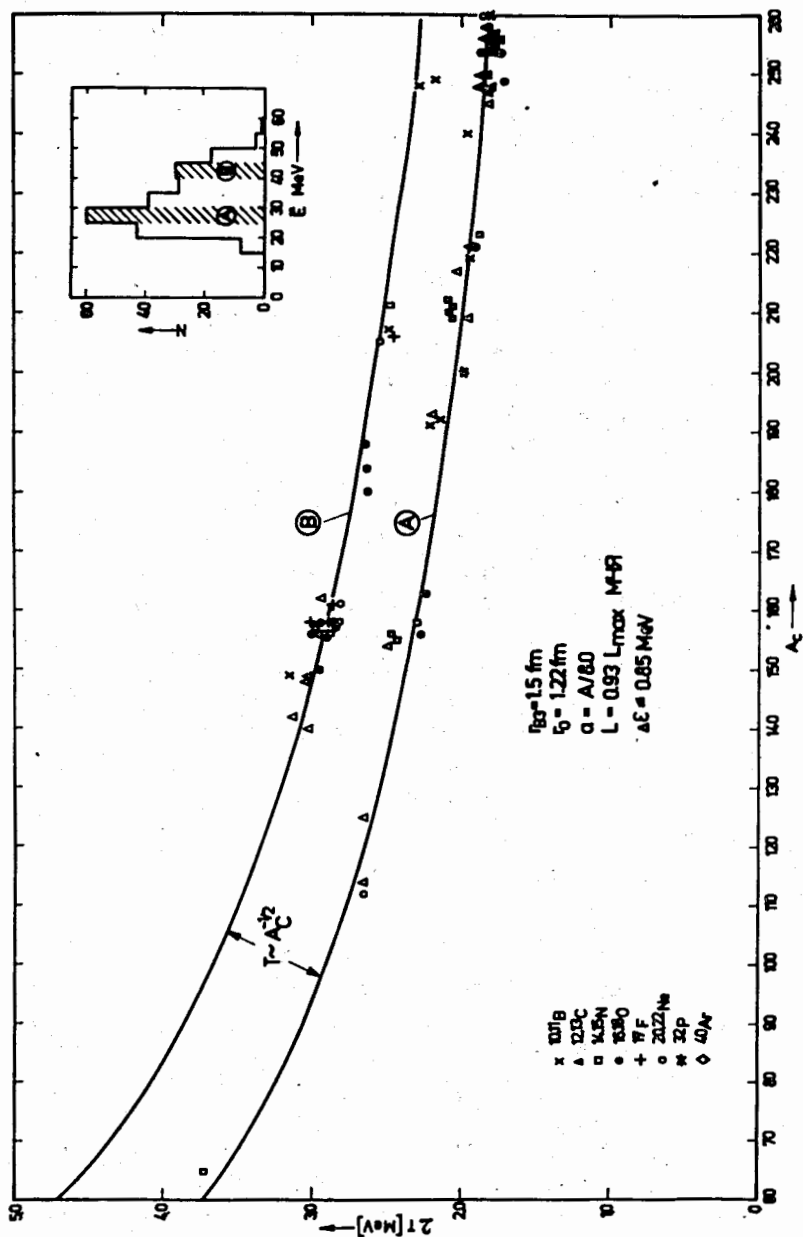


Рис. 3. Ядерная температура \bar{T} , усредненная по испарительному каскаду, в зависимости от массового числа компаунд-ядра. Кривые А и В представляют значения ядерной температуры для определенного диапазона средней энергии E /см. формулу /12// в испарительном каскаде. Внутренняя гистограмма показывает распределение экспериментальных данных по величине E .

ченная для реакций, вызванных самыми разными налетающими ионами, хорошо сшивается с теоретической зависимостью в области более низкой энергии возбуждения. Теоретические кривые выполнены в рамках модели Нильсона со спариванием^{/9/}.

На каждом шаге испарительного каскада нами вычислялось среднее квадратичное значение орбитального момента испарившегося нейтрона. Распределение совокупности средних угловых моментов испущенных нейтронов

$$\bar{l}_n = \frac{1}{X} \sum_{i=1}^X (l_{ni}^2)^{1/2} \quad /13/$$

приводится на рис. 5. Спектр значений \bar{l}_n удовлетворительно описывается гауссовским распределением с $\sigma = 0,4 \hbar$. Значение $\bar{l}_n = 1,8 \hbar$, уносимое в среднем испущенным нейтроном, хорошо согласуется с рассчитанным значением величины $\bar{l}_n = 1,6 \pm 0,2$, полученным методом Монте-Карло^{/2/}, в рамках статистической модели ядра^{/10/}, а также с экспериментальными данными^{/11,12/}. Однако угловые моменты, полученные в этой работе, приблизительно в два раза меньше тех, которые были оценены в работе^{/13/}.

После испускания нейтронов остается большой угловой момент у оставшегося ядра. Характерные свойства распада этого возбужденного ядра обсуждаются в главе 7.

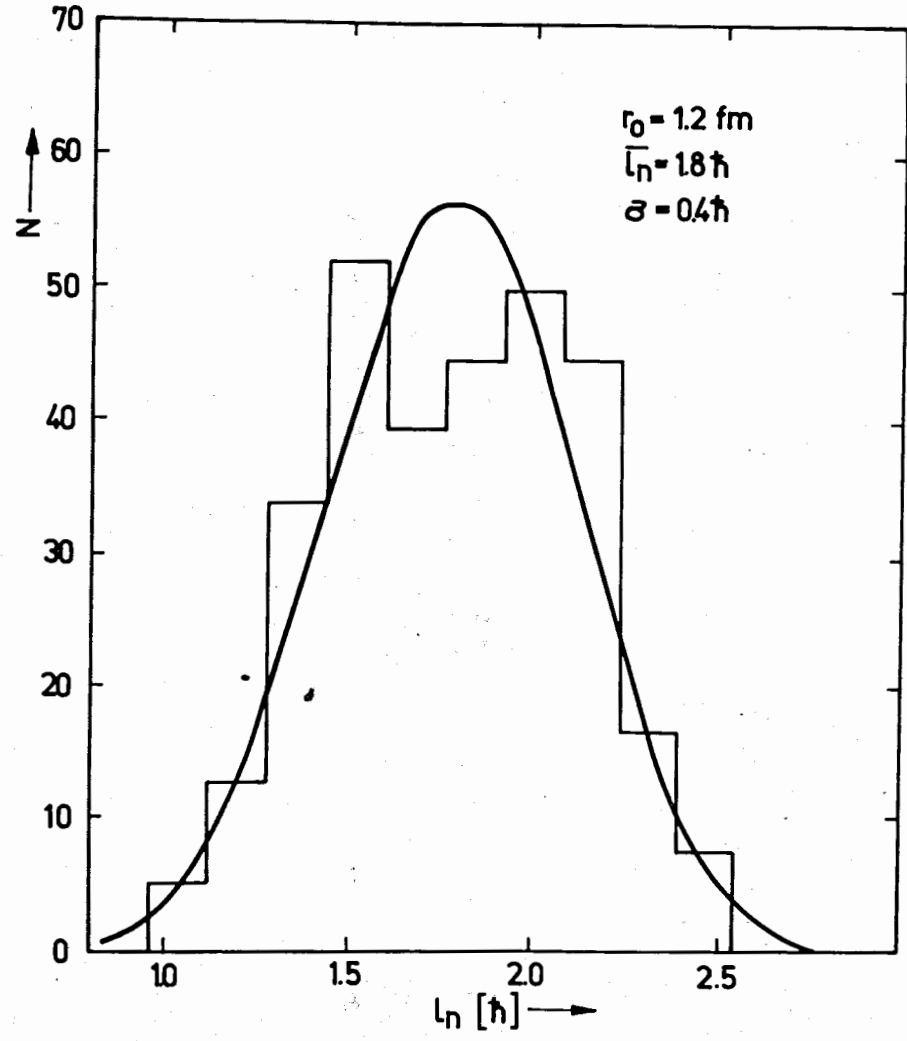
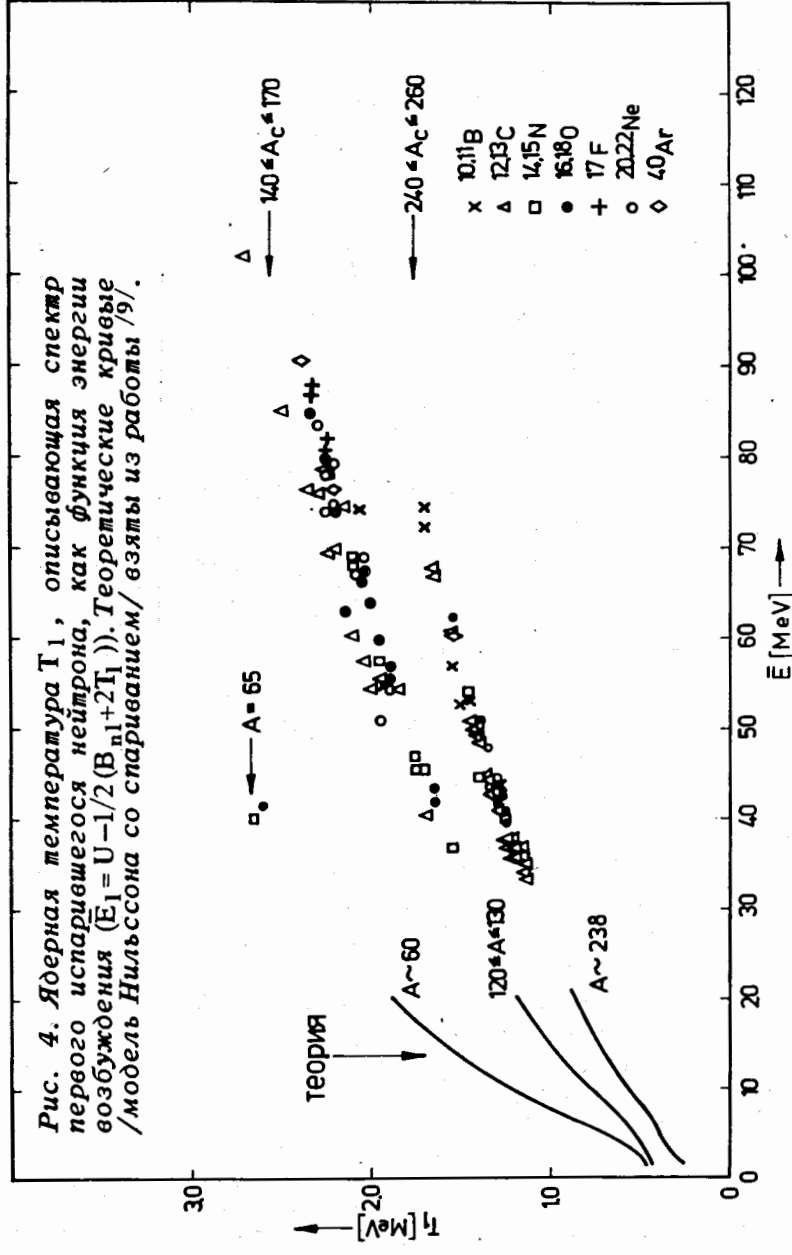
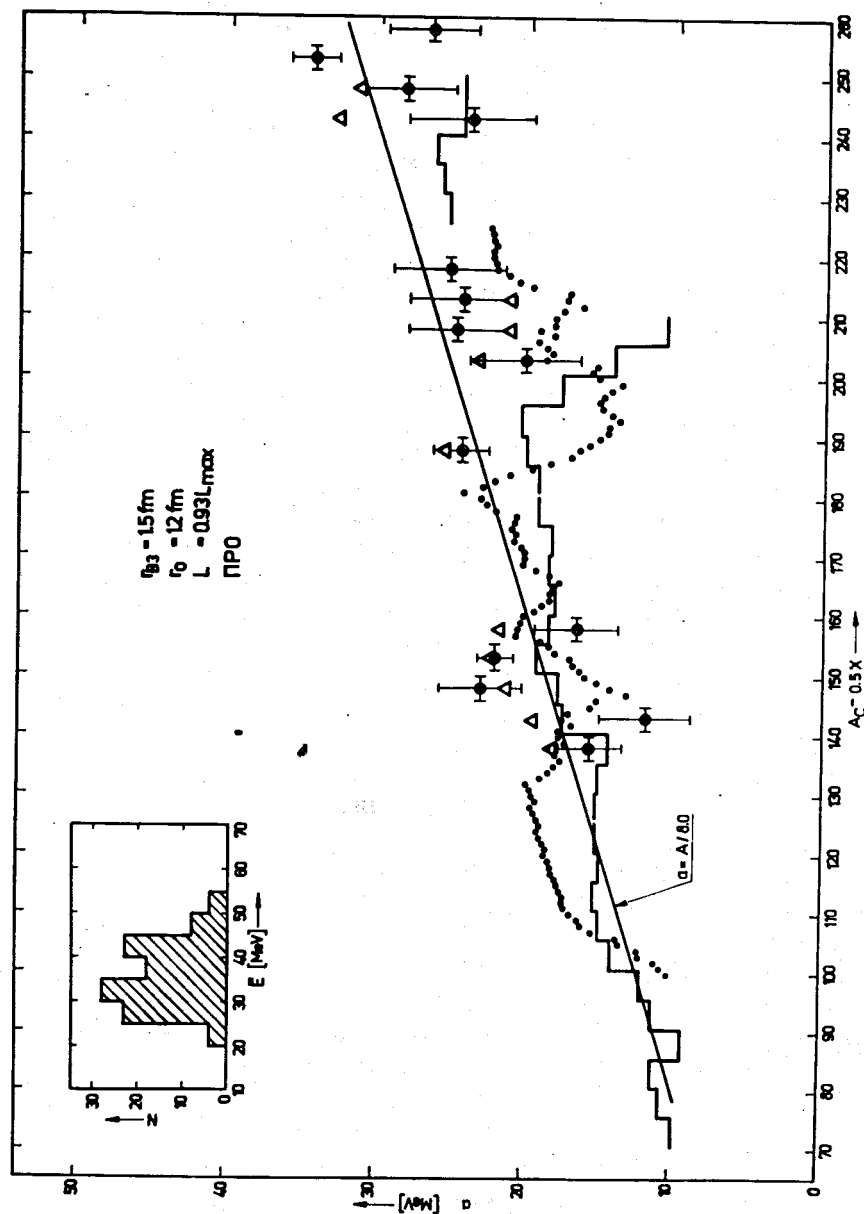


Рис. 5. Статистическое распределение полученных значений среднего орбитального углового момента \bar{l}_n , уносимого одним нейтроном. Гистограмма включает в себя значения \bar{l}_n , полученные для реакций с испусканием от 3 до 9 нейтронов.

5. Параметр плотности уровней при больших энергиях возбуждения

Параметр плотности уровней играет существенную роль при решении задачи правильного воспроизведения числа испущенных нейтронов. В дальнейшем мы будем принимать метод подгонки, т.е. для каждой функции возбуждения ставится условие найти параметр плотности уровней, который обеспечит правильное воспроизведение числа испущенных нейтронов. Оказалось, что это условие выполняется во многих случаях для широкого диапазона значений величин a . Поэтому при дальнейшей обработке экспериментальных данных использовалось среднее значение величины a . Полученные средние значения величины параметра плотности уровней усреднялись по массовому интервалу $\Delta A = 5$ и приводятся на рис. 6. Видно, что в пределах погрешностей a возрастает пропорционально массовому числу. Если сравнить полученные нами значения a с параметрами плотности уровней, определенных по резонансным данным /ступенчатая кривая/, то характерным отличием является отсутствие провала вблизи дважды магического ядра ^{208}Pb . Однако в реакциях с тяжелыми ионами образуются нейтронодефицитные ядра, статистические свойства которых могут отличаться от статистических свойств ядер, расположенных вблизи линии β -стабильности. Поэтому мы взяли из работы /15/ расчетные значения a для групп ядер, у которых дефицит нейтронов соответствует дефициту нейтронов у ядер, анализируемых в данной работе. Круглые точки на рис. 6 пред-

Рис. 6. Параметр плотностей уровней в зависимости от массового числа. Угловой момент компаунд-ядра рассчитан в приближении резкого обрезания. Реализация критического углового момента учтена эмпирическим фактором 0,93. Ступенчатая кривая - резонансные значения параметра плотности уровней из /14/, пунктирная кривая - расчетные значения a для нейтронодефицитных ядер, взятые из /15/. На вставке показана гистограмма распределения экспериментальных данных по величине средней энергии в испарительном каскаде.



ставляют расчетные значения величин a , усредненных по массовым числам в пределах анализируемых ядер. Провал вблизи $A \approx 208$ сглаживается для этих нейтронодефицитных ядер. Поэтому нельзя сделать окончательный вывод о том, что причиной отсутствия провала является только подавленная роль оболочечных эффектов при более высоких энергиях возбуждения.

Представленные нами параметры плотности уровней, полученные путем подгонки большого числа функций возбуждения, охватывают мало исследуемый диапазон энергий возбуждения ядра от ≈ 40 до 120 МэВ. Приведенные значения a являются средними по испарительному каскаду, в процессе которого энергия возбуждения меняется в широких пределах. Подгоночные значения $a(E)$ приводятся, как правило, для средней энергии возбуждения \bar{E} /соотношение /12//.

В модели ферми-газа параметр плотности уровней a не зависит от энергии возбуждения. Однако на основе общих термодинамических соображений в работе /26/ было показано, что параметр плотности уровней должен зависеть от энергии возбуждения компаунд-ядра. Сильная энергетическая зависимость имеет место до энергий ~ 12 МэВ. Для более высоких энергий возбуждения / $E_{\text{exc}} > 12$ МэВ/ параметр плотности уровней меняется значительно слабее с ростом энергии, так что предположенное постоянство величины a , используемое во многих расчетах, является разумным приближением. Таким образом, необходимость учета зависимости параметра плотности уровней от энергии возбуждения при обработке экспериментальных данных /16/ оправдана только для незначительных энергий возбуждения ядра / $E_{\text{exc}} < 12$ МэВ/. Опираясь на результаты работы /26/, мы сравнили наши значения a с расчетными $a(E)$, полученными на основе полуэмпирической формулы:

$$a(\bar{E}) = \bar{a} (1 - f(\bar{E}) \delta W / \bar{E}),$$

$$f(\bar{E}) = 1 - \exp(-0,054 \cdot \bar{E}),$$

$$\bar{a} = 0,154A - 6,3 \cdot 10^{-5} A^2, \quad /14/$$

где \bar{E} - средняя тепловая энергия возбуждения рассмотренных ядер, находящихся в диапазоне $\Delta A = 5$. В наших расчетах мы использовали те же самые значения величины оболочечной поправки δW , что и в работе /26/. Систематические погрешности, возникающие из-за того, что δW получена для ядер, расположенных вблизи линии стабильности, не должны играть существенную роль, так как вклад второго члена в /14/ обычно не превышает 10% /за исключением ядер с массовыми числами $A \approx 208$ /. Значения параметра плотности уровней, полученные методом подгонки, удовлетворительно /в пределах погрешностей/ согласуются с рассчитанными по полуэмпирическим формулам /14/.

В интервале массовых чисел A от 140 до 160 имеется наибольшее количество надежно измеренных функций возбуждения в широком диапазоне энергии, так что в этом случае можно более полно и надежно установить характер зависимости a от средней энергии возбуждения.

Результаты приведены на рис. 7 /на вставке показан массовый спектр рассмотренных ядер/. Нижняя часть рисунка демонстрирует энергетическую зависимость $a(E)$ в диапазоне $200 \leq A \leq 220$ /в этой области массовых чисел оболочечные эффекты должны наиболее сильно сказываться на абсолютных значениях величин $a = a(E)$ /. Если средняя энергия возбуждения не превышает $\bar{E} \approx 40$ МэВ, параметры плотности уровней находятся в согласии с рассчитанными по полуэмпирической формуле /14/. Однако для энергий $\bar{E} > 45$ МэВ /т.е. максимум функции возбуждения находится при энергии возбуждения компаунд-ядра $E_{\text{exc}} \geq 110$ МэВ/ значения $a(E)$ начинают сильно отклоняться от расчетных. Этот факт можно качественно объяснить, если принять во внимание то обстоятельство, что при больших энергиях налетающего иона возрастает вклад энергии, связанной с реализацией критического углового момента у компаунд-ядра, в полный баланс энергии возбуждения.

Проведенные оценки показали, что если в расчетах учитывать факт реализации критического углового момента компаунд-системы, то воспроизвести правильно число испущенных нейтронов можно только при выборе большего ($a > a(E)$) значения параметра плотности уровней. Если

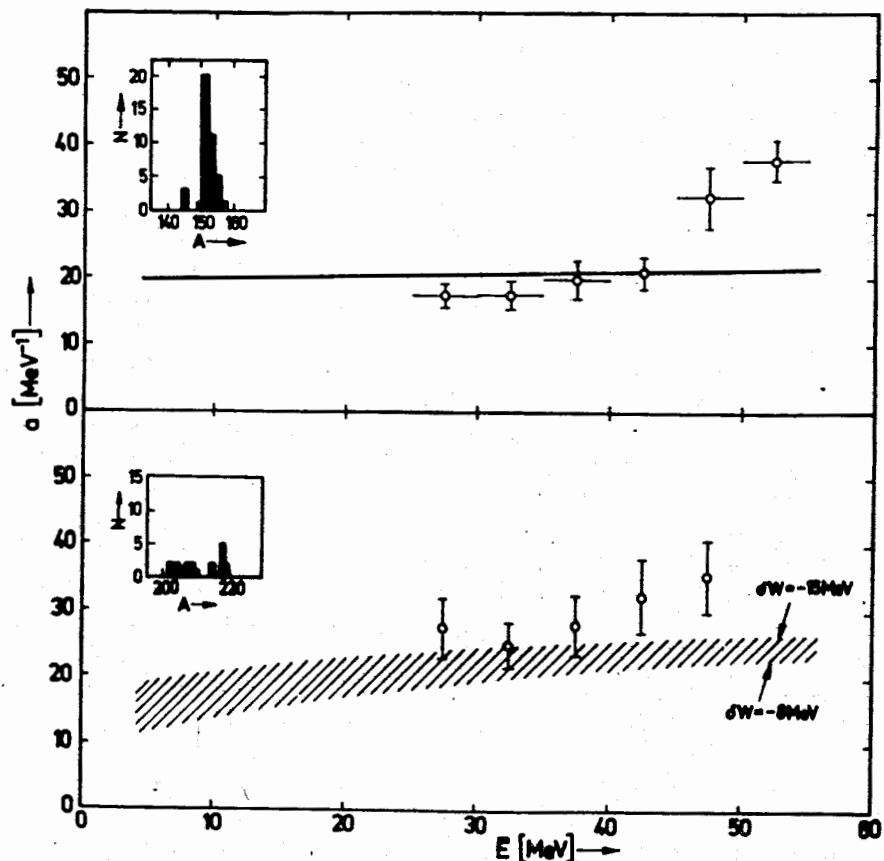


Рис. 7. Зависимость подгоночных значений параметра плотности уровней от энергии возбуждения E /см. формулу /12//. Сплошная и штриховая кривые - расчетные зависимости по формулам /14/. На вставке показан спектр распределения экспериментальных данных в данном диапазоне массовых чисел компаунд-ядер.

постепенно уменьшать величину углового момента компаунд-системы, то величина параметра плотности уровней стремится к своему среднему значению $a = a(\bar{E})$ и формула /14/ дает правильное значение числа испущенных нейтронов. Это обстоятельство указывает на то, что в рамках модели ферми-газа /при $E_{exc} \geq 100$ МэВ/ точность определения параметра плотности уровней существенно

зависит от значения величины критического углового момента компаунд-системы. Это же, в свою очередь, накладывает ограничения на возможность определения параметра плотности уровней по функции возбуждения реакции типа (Nf, xn) , имеющих максимум сечения при энергиях возбуждения компаунд-ядра $E_{exc} > 100$ МэВ.

6. Влияние критического углового момента компаунд-ядра

В работе /18/ было предсказано, что существует ограничение на максимальное значение углового момента компаунд-системы. Если рассматривать с этой точки зрения результаты, представленные на рис. 1, тогда становится понятным, почему на точность воспроизведения числа испущенных нейтронов, помимо параметра плотности уровней, влияет также и величина углового момента составного ядра. Для совокупности рассмотренных реакций наилучшее согласие по числу испущенных нейтронов получается, если для величины критического углового момента принять значение $L = 0,93 L_{max}$. Надо отметить, что автор работы /17/ определил значение критического углового момента на основе анализа сечения полного слияния, и по его данным в диапазоне масс от 140 до 240 для L_{crit} получено уменьшение приблизительно на фактор 0,8. Если этот эффект не связан с упрощениями нашей модели, тогда он должен особенно сильно проявиться по мере того, как увеличивается масса налетающего иона, как это и было предсказано в модели Калинкина и Петкова /18/. Действительно, если из всех экспериментальных данных выбрать реакции, вызванные ионами аргона и кальция /28/, тогда только эффект резкого уменьшения величины углового момента компаунд-ядра приводит к правильному числу испущенных нейтронов /рис. 8/.

Однако недостаток этого глобального анализа состоит в том, что рассматриваются компаунд-ядра при больших и разных энергиях возбуждения. Чтобы более убедительно показать, что реализация критического углового момента имеет место, мы сопоставили экспериментальные функции возбуждения для разных пар налетающий ион + ядро ми-

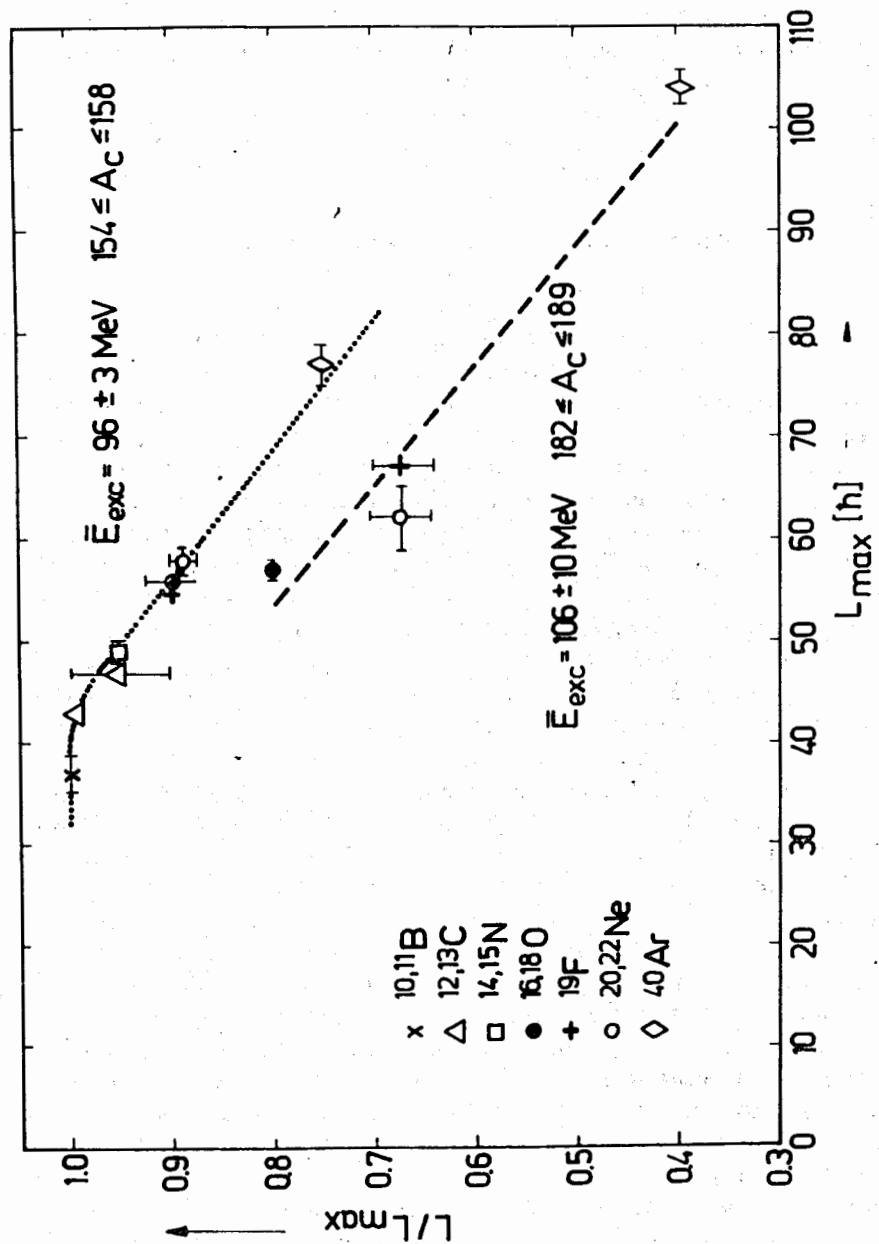


Рис. 8. Уменьшение максимального углового момента компаунд-ядра необходимое для того, чтобы правильно воспроизвести число испущенных нейтронов. Указанные погрешности - расхождения за счет метода вычисления углового момента /МЧЯ и ПРО/.

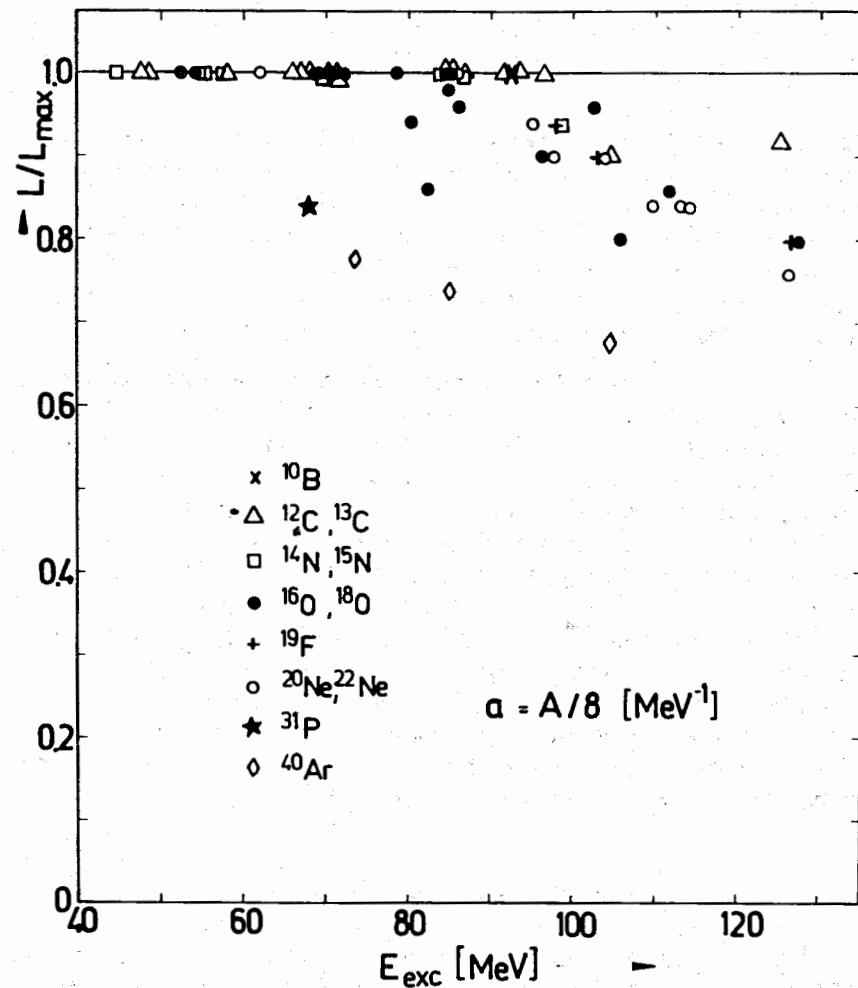


Рис. 9. Реализация критического углового момента для фиксированных массовых чисел $140 \leq A_c \leq 157$ в зависимости от энергии возбуждения компаунд-ядер.

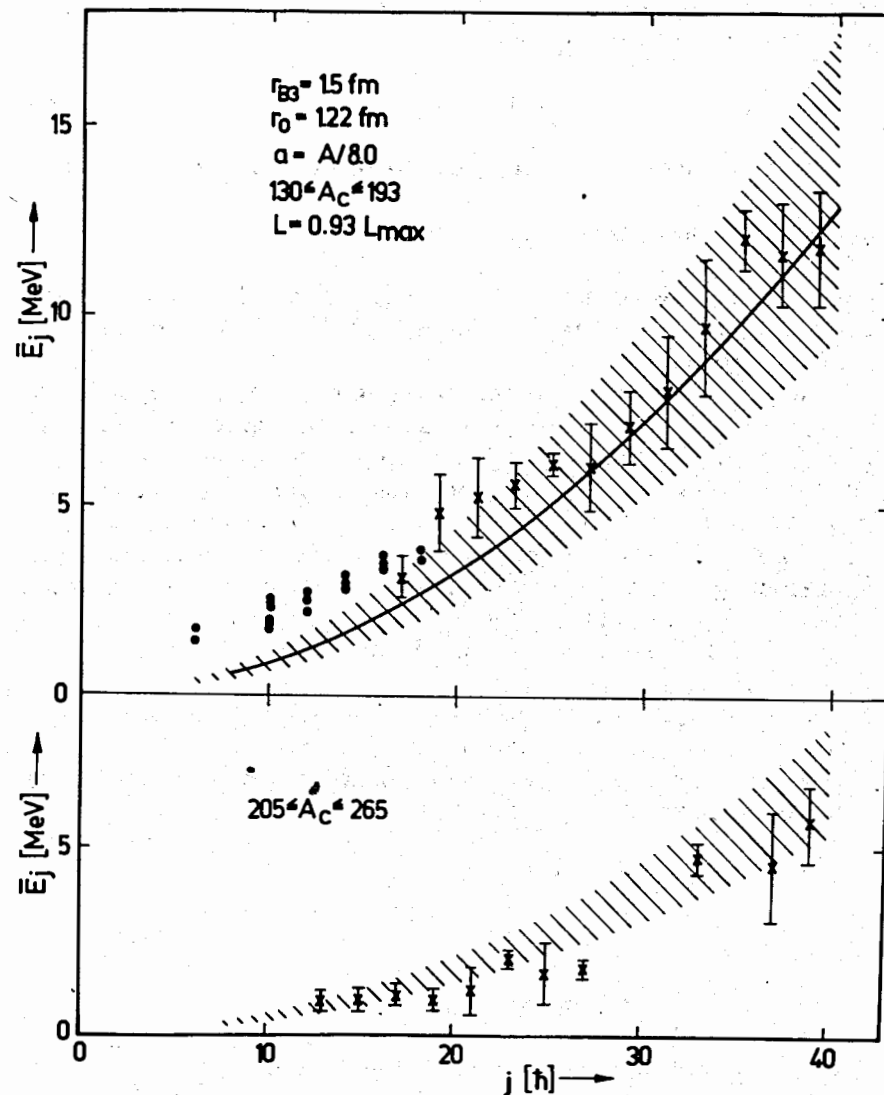
Рис. 10. Оценка наимизших состояний по энергии \bar{E}_j при данном значении углового момента j конечного ядра /и-раст-состояния/. Верхняя часть: в анализ включены ядра с массовыми числами от 130 до 193. Экспериментальные точки этого же интервала взяты из работы [20]. Заштрихованная площадь соответствует вращательной энергии жесткого ротатора для массовых чисел от 130 до 193. Сплошная кривая - вращательная энергия среднего массового числа этого диапазона. Нижняя часть рисунка - результаты анализа для самых тяжелых ядер. Угловой момент компаунд-ядра рассчитан в МЧЯ.

шени, в которых образуются компаунд-ядра приблизительно с одной и той же энергией возбуждения. Эти компаунд-ядра отличаются, таким образом, только величиной углового момента. Чтобы избежать влияния зависимости параметра плотности уровней от энергии возбуждения, мы выбрали ядра в массовом интервале $154 \leq A_c \leq 158$, где оболочечные поправки малы.

На рис. 9 наглядно видно, что для угловых моментов компаунд-ядра $L_{max} > 50\hbar$ только постепенное понижение величины углового момента относительно максимального позволяет правильно воспроизвести число испущенных нейтронов. Чтобы выяснить, при каких энергиях проявляется критический угловой момент, мы отложили результаты расчетов для компаунд-ядер с $140 \leq A_c \leq 157$ в зависимости от энергии возбуждения компаунд-ядра. Независимо от того, как рассчитывается угловой момент /в приближении резкого обрезания или в модели черного ядра /МЧЯ//, как в первом, так и во втором вариантах расчета для энергии налетающего иона в системе ц.м. выше 90 МэВ факт реализации критического углового момента компаунд-ядра имеет место /рис. 10/.

7. Испускание γ -квантов

При распаде компаунд-ядра после испускания частиц преобладающую роль начинает играть эмиссия гамма-квантов. При этом энергия возбуждения остаточной системы достигает полосы, ограниченной величиной энер-



гии связи нейтрона над и-раст-состоянием \bar{E}_j в конечном ядре /10/.

В этом представлении полная энергия гамма-квантов, просуммированная по всем переходам, приближенно равна

$$\langle T_\gamma \rangle \approx \bar{E}_j + B_{n i+1} \quad /15/$$

С другой стороны, среднюю энергию испущенных γ -квантов можно записать в виде

$$\langle T_\gamma \rangle = E_{\text{exc}} - \sum_{i=1}^x (B_{ni} + \epsilon_{ni}). \quad /16/$$

Соответствующий угловой момент после испарения последнего нейтрона составляет $j = L - \sum_{i=1}^x l_{ni}$,

где L -угловой момент компаунд-ядра. На основе этих соображений полученные значения \bar{E}_j были отложены в зависимости от j .

На рис. 10 приводятся данные \bar{E}_j , усредненные по интервалу $\Delta j = 2$ в области массовых чисел от 130 до 193. Для сравнения приведены экспериментальные значения E_j вплоть до $18h$, извлеченные из анализа вращательных полос в этом же диапазоне массовых чисел исследуемых ядер /20/. Они хорошо сшиваются со значениями, найденными в этой работе. Кроме того, полученные нами значения \bar{E}_j находятся внутри пределов, заданных крайними значениями вращательной энергии для этого диапазона массовых чисел ядер.

Этот результат находится в согласии с выводом работы /19/, где было показано, что для достаточно больших значений j энергию яраст-состояний можно представить в виде энергии жесткого ротатора,

$$\bar{E}_j = h^2 j(j+1)/2I_0. \quad /17/$$

8. Заключение

Расчеты, приведенные в данной работе, показывают, что модель ферми-газа позволяет по максимуму функции возбуждения реакции типа $(n1, xn)$ правильно воспроизводить число испущенных из компаунд-ядра нейтронов. Для этого необходимо при больших энергиях /или при большой массе падающего иона/ ввести критический угловой момент компаунд-ядра. Если не учитывается критический угловой момент компаунд-ядра, выражение

для параметра плотности уровней в виде $a=A/8$, независимое от энергии, является применимым, пока энергия возбуждения компаунд-ядра не превышает 100 МэВ .

Неравновесные эффекты, рассмотренные в работе /25/, влияют только на высокоэнергетическую часть хвоста функции возбуждения, а не меняют положения максимума и поэтому не должны сказываться на результатах этой работы. Анализ большого объема функций возбуждения показывает, что реакция полного слияния является ценным инструментом для получения информации о таких статистических свойствах ядер, как ядерная температура, плотность уровней и критической угловой момент в сильно возбужденных состояниях, а также сведений об яраст-состояниях конечного ядра.

В заключение приношу благодарность проф. Б.Кюну за предоставленную возможность проведения данной работы и интерес к ней, Г.Шмидту, В.П.Пермякову, Б.Н.Калинкину и Л.Мюнхову за многочисленные обсуждения, У.Бауман и Э.Шмидт за помощь при выполнении работы.

Литература

1. W. Neubert. *Nucl. Data Tables*, 11, 531 (1973).
2. В.С. Барашенков, Ф.Г. Жереги, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ЭЧАЯ, 5, вып. 2, 479 /1974/.
3. T. Ericson. *Advances in Physics*, 9, 425 (1960).
4. Г.А. Пук-Пичак. ЖЭТФ, 38, 768 /1960/.
5. P.A. Seeger. *Nucl. Phys.*, 25, 1 (1961).
6. Б.С. Ковригин, Л.И. Ключкова. ЯФ, 19, 715 /1974/.
7. В.В. Бабинов. Препринт ОИЯИ, Р-1531, Дубна, 1963.
8. G.N. Simonoff and T.K. Alexander. *Phys. Rev.*, 133, B104 (1964).
9. В.С. Ставинский. ЭЧАЯ, 3, вып. 4, 832 /1972/.
10. J.R. Grover and J. Gilat. *Phys. Rev.*, 157, 802, 814, 823 (1967).
11. W.J. Knox, A.R. Quinton, C.E. Anderson. *Phys. Rev.*, 120, 2120 (1960).
12. В.В. Авдейчиков и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 143 /1973/.
13. G.N. Simonoff and T.K. Alexander. *Phys. Rev.*, 133, B93 (1964).

14. W.Dilg, W.Schantl, H.Vonach and M.Uhl. *Nucl. Phys.*, A217, 269 (1973).
15. Ю.Н.Шубин. Препринт ФЭИ-102, Обнинск, 1967.
16. В.С.Ставинский. *ЯФ*, 12, 960 /1970/.
17. J.V.Natowitz. *Phys.Rev.*, C1, 623 (1970).
18. Б.Н.Калинкин, И.Ж.Петков. *Acta Phys. Polon.*, 25, 265 /1964/; Сообщение ОИЯИ, Р4-5019, Дубна, 1970.
19. J.R.Grover. *Phys.Rev.*, 127, 2142 (1962).
20. J.O.Newton, F.S.Stephens, R.M.Diamond, W.H.Kelley and D.Ward. *Nucl. Phys.*, A141, 631 (1970).
21. Y.Le Beyec et al. *Nucl. Phys.*, A192, 405 (1972).
22. P.Eskola. UCRL-20441 (1972).
23. Г.Я.Сун-Цзин-Ян. Препринт ОИЯИ, Р15-6727, Дубна, 1973.
24. H.Gauvin et al. *Nucl. Phys.*, A208, 360 (1973).
25. M.Blann. *Nucl. Phys.*, A235, 211 (1974).
26. А.В.Игнатюк, Г.Н.Смиренкин, А.С.Тишин. *ЯФ*, 21, 485 /1975/.
27. H.E.Kurz et al. *Nucl. Phys.*, A168, 129 (1971).
28. C.Cabot et al. *Nucl. Phys.*, A241, 341 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 декабря 1975 года.