

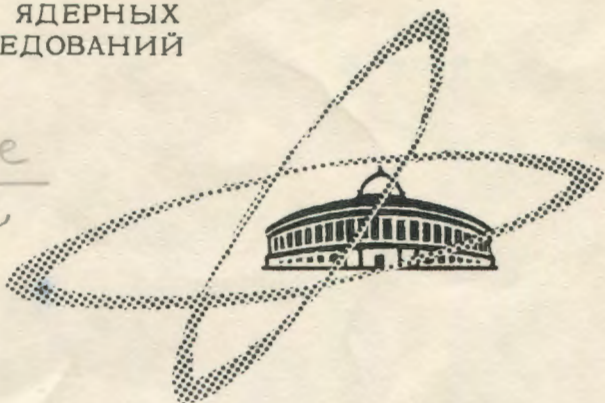
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

С343.е

Л-712

1/VI-64



P-1641

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Э. Ложински

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ,
СОПРОВОЖДАЮЩИЕСЯ ОБРАЗОВАНИЕМ
СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ

1964

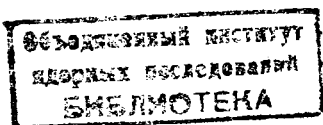
Э. Ложински

P-1641

2449/3 чф

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ
МЕЖДУ СЛОЖНЫМИ ЯДРАМИ,
СОПРОВОЖДАЮЩИЕСЯ ОБРАЗОВАНИЕМ
СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ

Направлено в Nuclear Physics



Дубна 1984

Изучена зависимость угловых распределений продуктов реакций подхвата ($p+n$) и срыва ($p+3n$) от энергии налетающих ионов Ne^{22} в интервале 90-140 Мэв (л.с.к.). Исследования проведены для интервала углов $0-180^\circ$.

Полученные угловые распределения продуктов в реакции $Au^{197} (Ne^{22}, +d)Na^{24}$ указывают на туннельный механизм передачи дейтона налетающему ядру. При этом вклад механизма "grazing" оказывается значительно меньшим. Ход полного сечения реакции подхвата ($p+n$) для околорбарьерных энергий получен близким к функции возбуждения для передачи одного нейтрона, в согласии с тем, что можно ожидать в случае передачи ассоциированной группы ($p+n$).

В дифференциальных сечениях реакции срыва ($p+3n$) и реакции подхвата ($p+n$) наблюдается несколько максимумов в районе углов $90-180^\circ$, число и положение которых меняется в зависимости от энергии налетающих ионов. Предполагается, что обнаруженный эффект обязан образованию некоторой составной системы, т.е. системы неполного слияния взаимодействующих ядер. На основании проведенного анализа полученных угловых распределений делается вывод, о том, что система неполного слияния обладает угловым моментом порядка $15\hbar$.

A b s t r a c t

An experimental study of the dependence of the angular distributions for the ($p+n$) pick-up and ($p+3n$) stripping reactions upon the energy of Ne^{22} ions has been made. The measurements were performed for the range of angles $0^\circ-180^\circ$, and for an energy interval 90-140 MeV (laboratory system). As the target Au^{197} was used. A catcher-foil method was applied.

The obtained results for the reaction $Au^{197} (Ne^{22}, +d)Na^{24}$ point to the tunneling mechanism of the deuteron transfer into the incident nucleus. Besides, the contribution of the 'grazing' process of the ($p+n$) transfer turns out to be much smaller. The behaviour of the total cross section for the generation of Na^{24} of energies near the Coulomb barrier turned out to be close to the excitation function of single neutron transfers, in agreement with that one may expect in the case of transfer of an associated ($p+n$) group.

The dependence upon the energy of the angular distribution of final products in the reaction $Au^{197} (Ne^{22}, +p-3n)F^{18}$ shows, that in the stripping of ($p+3n$) from the Ne^{22} nucleus, the prevalent reaction mechanism is the transfer of nucleons in grazing collisions of nuclei. In this case the degree of association of the transfer process seems to be low.

In the range of angles $90-180^\circ$, for the differential cross section of the obtained angular distribution of the ($p+3n$) stripping and ($p+n$) pick-up reactions there are observed several maxima the number and position of which changes with the incident particle energy. It is proposed that the observed effects are connected with formation of a very short-lived compound system (a partial fusion system) of the interacting nuclei. On the basis of an analysis made of the measured angular distributions a conclusion was drawn that the partial fusion system of complex nuclei (in the investigated case) has mainly an angular momentum of about $15\hbar$.

В в е д е н и е

Взаимодействие ускоренных тяжелых ионов со сложными ядрами приводит, в основном, к их полному слиянию. Сечение образования составного ядра при энергиях, выше кулоновского барьера, близко к геометрическому $\pi(R_1 + R_2)^2$. В скользящих соударениях и дальних пролетах основными или существенными эффектами взаимодействия являются: рассеяние, кулоновское возбуждение и реакции передачи нуклонов. Сечения этих процессов могут достигать $\sim 10^{-26} \text{ см}^2$.

Некоторые эксперименты, проведенные в течение последних лет Альмквистом, Бромли и др.^{/1,2,3/}, а также последующие теоретические рассмотрения^{/4,5/} указывают на возможность квазимолекулярного взаимодействия сложных ядер, т.е. на образование метастабильной составной системы с вполне определенными квантовомеханическими характеристиками. Физические явления, на основе которых была поставлена авторами молекулярная проблема - это, в основном, энергетические резонансы упругого и неупругого рассеяния ионов C^{12}, N^{14}, O^{16} на легких мишенях (C^{12}, N^{14}). Однако для наблюдаемых резонансов не удалось доказать наличия большого углового момента ($\sim 10\hbar$), требуемого теорией молекулярного осциллятора или ротора.

Последующие эксперименты, проведенные в Копенгагене и Окриджской лаборатории^{/6/}, а также Канадской группой^{/3/} доказывают существование флуктуации Эриксона в реакциях с тяжелыми ионами на легких мишенях. В связи с этим возникает возможность объяснить природу резонансных явлений, как случаев распада составного ядра. Способность к фрагментации легких ядер, а также к делению^{/7/} может быть причиной получаемых больших приведенных ширины для резонансной реэмиссии масс, равных массам во входном канале.

Если принять, что образование некоторой метастабильной составной системы двух ядер - возможное явление, то распад системы должен сопровождаться реэмиссией тяжелых ядер в каналы реакций передачи^{/8/} (основным каналом распада системы неполного слияния, по-видимому, является образование полного составного ядра). В отличие от ранее предложенных механизмов реакций передачи, т.е. передачи в дальних пролетах (туннельный механизм^{/9/}) и передачи в скользящих соударениях (grazing - время соприкосновения $\sim 10^{-22} \text{ сек}/10/$), характерным признаком угловых распределений при передаче нуклонов, связанных с распадом системы неполного слияния, является их

симметрия относительно 90° ^{11,12/}. Условием симметрии является, очевидно, предположение, что время жизни системы $\geq 10^{-20}$ сек.

В ранее опубликованной работе^{/13/} о зависимости угловых распределений некоторых реакций передачи с ионами Ne^{20} и A^{40} от Z ядра мишени и числа передаваемых частиц указывалось на возможное проявление квазимолекулярного взаимодействия сложных ядер. Настоящая работа является продолжением исследований в этом направлении.

С помощью метода, описанного в цитированной работе, изучена зависимость угловых распределений продуктов реакций $(Ne^{22}, +d) Na$ и $(Ne^{22}, -p-3n) F^{18}$ на мишени из Au^{197} от энергий налетающих частиц. Выбор тяжелой мишени обусловлен прежде всего кинематикой реакции и удобными свойствами золота в эксперименте. Кроме того, в случае мишеней с большим Z максимум, соответствующий тунельной передаче, резко отделяется от условного *glazing* — процесса передачи нуклонов, что при варьировании энергии дает возможность исследовать явление неполного слияния сложных ядер.

Экспериментальная часть

Для исследования зависимости угловых распределений продуктов реакций срыва $(p+3n)$ и подхвата $(p+n)$ от энергии ионов Ne^{22} применен метод сборных фольг. Идентификация конечных продуктов реакций проводилась, как и в предыдущей работе^{/13/}, по характерным гамма-лучам и периоду полураспада. Чтобы охватить весь интервал углов от $0-180^{\circ}$, измерения угловых распределений для данной энергии проводились в два этапа: на первом этапе — для углов $5-85^{\circ}$, во втором — $95-175^{\circ}$.

Облучения были выполнены на внутреннем пучке циклотрона ОИЯИ. На рис. 1 показана схема устройства, примененного в экспериментах, в сечении, перпендикулярном направлению магнитного поля циклотрона.

Варианты устройства для интервалов углов $0-90^{\circ}$ и $90-180^{\circ}$ обозначены соответственно А и В. Стрелкой, перпендикулярной оси сборного цилиндра, обозначено направление к центру циклотрона. Мишень (2) в обоих случаях устанавливалась под углом 30° к оси сборного цилиндра (3). Из-за отклонения налетающих ионов магнитным полем циклотрона ось пучка (8) (вблизи мишени) составляла с осью сборного цилиндра угол, равный примерно 2° для случая А и 1° — для случая В. Во время облучения коллектор тока (7), корпус цилиндра (не обозначенный на рисунке) и климатор пучка (1) охлаждались водой.

Сборником конечных продуктов была 15 мк золотая фольга или 16 мк платиновая

фольга (4). Назначением первой золотой фольги (5) толщиной 5 мк являлась защита сборной фольги от попадания на нее продуктов составного ядра. В случае более высоких энергий применялись добавочные защитные фольги из алюминия толщиной 5-10 мк. Толщина защитных фольг была достаточно малой, так что даже для самой низкой энергии ионов Ne^{22} и вылета конечных продуктов под углом 45° или 135° не возникало явление абсорбции исследуемых продуктов реакций передачи. Собирающие фольги перед облучением были маркированы на участки, соответствующие интервалам углов $7,5^\circ$. Участки, соответствующие углам меньше 10° и больше 170° (вариант В), имели угловую ширину $3,8^\circ$. Точность маркирования сборных фольг составляла - 2%. Расстояние между точками в угловых распределениях ($7,5^\circ$) было выбрано с учетом того, что угловая разрешающая способность прибора составляла приблизительно $5-7^\circ$. При оценке разрешающей способности прибора принималась во внимание неравномерность распределения плотности в пучке.

После облучений отдельные куски сборной фольги зажимались между алюминиевыми пластинами толщиной 1 мм, достаточной для полной аннигиляции позитронов F^{18} , после чего проводились измерения активности на сцинтилляционном гамма-спектрометре. Для понижения естественного фона счетчик был помещен в железноцинковый ящик. Во время измерений калибровка счетчика проводилась с помощью гамма-линий изотопов: Co^{60} , Zn^{65} и Cs^{137} .

Полученные гамма-спектры анализировались с помощью известных методов разложения на составляющие. Для каждого участка проводился анализ спада со временем характерных гамма-линий F^{18} и Na^{24} . При этом получалось хорошее согласие с табличными данными. Интенсивность гамма-линий Na^{24} в среднем почти на два порядка превышала фон, обусловленный активацией сборных фольг быстрыми нейтронами и рассеянными ионами Ne^{22} . В случае F^{18} заметную долю активности линии 511 кэв составляло аннигиляционное излучение (Na^{24}).

Число отсчетов в фотопике данного конечного продукта в момент окончания облучения бралось из графиков временного спада активностей гамма-линий путем экстраполяции. Величина сечения на единицу угла в лабораторной системе координат определялась по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = \frac{2A}{[1 - \exp(-\lambda t_1)] f_b \epsilon \Omega R N_T M_T (\Delta\phi)} \quad (\text{см}^2 / 1^\circ),$$

где A - число отсчетов в фотопике в единицу времени в момент окончания облучения, t_1 - время облучения, λ - константа распада, f_b - коэффициент, определяющий ветвь гамма-перехода, $\epsilon \Omega R$ - эффективность регистрации фотопика, N_T - число прошедших через мишень ионов в единицу времени, M_T - число ядер мишени в $1/\text{см}^2$, $\Delta\phi$ - угловая ширина данного куска.

Измерения угловых распределений проведены для нескольких энергий налетающих ионов, как для углов вперед, так и для углов назад. Соответствующие величины энергий в системе центра масс и их сравнение с высотой кулоновского барьера даны в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

E_{CM} (Мэв)	128	121	115	105	99	92,5
$E_{CM} - E_{CB} (Ne^{22})$ (Мэв)	31	28	20	10	4	-2,5
$E_{CM} - [E_{CB} (F^{18}) + Q_{gg}]$	30	25	19	9	3	-3,5
$E_{CM} - [E_{CB} (Na^{24}) + Q_{gg}]$	30	25	19	9	3	-3,5

Величины $E_{CB}(Ne^{22})$, $E_{CB}(F^{18})$ и $E_{CB}(Na^{24})$, используемые в таблице 1, обозначают высоту кулоновского барьера для систем $(Au^{197} + Ne^{22})$, $(Hg^{201} + F^{18})$ и $(Pt^{195} + Na^{24})$, соответственно. Численные значения этих величин даны в таблице 2. В вычислениях E_{CB}^r принималось равным $1,4f$. Q_{gg} обозначает энергию реакций: $Au^{197}(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ и $Au^{197}(Ne^{22}, -p-3n)F^{18}$ при передаче нуклонов на основные состояния конечных ядер. Значения $Q_{gg}(F^{18})$ и $Q_{gg}(Na^{24})$ вычислены на основе таблиц масс^{/14/} и соответственно равны +8,8 Мэв и -5,6 Мэв (реакция $(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ является экзотермической).

Т а б л и ц а 2

$E_{CB}(Ne^{22})_{CM}$	$E_{CB}(F^{18})_{CM}$	$E_{CB}(Na^{24})_{CM}$
95 Мэв	87,5 Мэв	101,5 Мэв

В одном облучении измерялось угловое распределение двух реакций - подхвата ($p+n$) и срыва ($p+3n$).

Примеры угловых распределений, полученных при облучениях мишени Au^{197} , показаны на рис. 2, где углы вылета конечных продуктов ϕ_{exp} даны без поправок на отклонение в магнитном поле циклотрона, но с учетом факта несовпадения оси пучка с осью сборного сосуда. Кривые, приведенные на рисунке, являются экспериментальными. Статистические ошибки полученных сечений для реакции $(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ очень малы. Даже для наиболее низких значений их величина не превышает 10%.

Для реакции $(Ne^{22}, -p-3n)F^{18}$ из-за малого сечения этой реакции и нало-

жения аннигиляционной линии (F^{18}) на комптоновский спектр сильных гамма-линий Na^{24} ошибки значительно больше. Их средняя величина равна - 15%, а в крайних случаях может достигать 50%.

На рис. 3 и 4 представлены результаты исследований фона и воспроизводимости формы угловых распределений реакций $(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ и $(Ne^{22}, -p-3n)F^{18}$, соответственно. Представленные сечения $d\sigma/d\phi$ в системе центра масс даны в единицах $см^2/стерадиан$. Прямые линии (8) на рис. 3 и 4 относятся к естественному фону счетчика. Соответствующий уровень естественного фона $d\sigma/d\phi$ вычислен для удвоенной стандартной ошибки фона счетчика и для используемых в экспериментах величин - толщины мишени, интеграла тока облучения и средних времен измерений активности фольги. Кривые (7) на рис. 3 и 4 получены в фоновом эксперименте без мишени. Однако толщина защитной фольги (рис. 1) увеличена на величину, эквивалентную толщине мишени.

Из кривых на рис. 3 и 4 видно, что для углов меньших 20° фон, обусловленный реакцией на системе коллиматора, становится сравнимым с "эффектом" на мишени в случае реакции срыва $(p+3n)$.

В общем, для остальных угловых распределений аппаратурный фон оценивался на основе экспериментального хода кривых абсорбции конечных продуктов реакции, образовавшихся в материале коллиматора (медь) в собирающей фольге.

Для углов назад фоновые эксперименты выполнены при облучении мишени ионами Ne^{22} с энергией заметно ниже и заметно выше кулоновского барьера Au^{197} (кривые 5 и 6). Повышение фона при облучении с энергией ~ 75 Мэв в центре масс обусловлено активацией сборной фольги нейтронами и гамма излучением. В случае энергии 126 Мэв повышение фона, по-видимому, добавочно обусловлено эффектом деления ядер мишени. Возможно, что для интервала углов $130-180^\circ$ при энергии 126 Мэв есть некоторый вклад от реакции передачи.

Воспроизводимость угловых распределений представляют кривые 2, 3, 4. В случае "2" средняя энергия ионов была немного ниже (~ 2 Мэв). Из приведенных данных видно, что воспроизводимость результатов удовлетворительная. Некоторое отклонение в районе углов $\sim 180^\circ$ не является существенным, так как общая форма кривых сохраняется.

Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ в единицах $см^2/стерадиан$ представлены на рис. 5 и 6. Пересчет углов вылета конечных продуктов в систему центра масс проводился с помощью формулы для нерелятивистского случая^{12/}. Величина Q - реакции принималась равной 10 и 15 Мэв для реакций $(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ и $(Ne^{22}, -p-3n)F^{18}$ соответственно. (Избыток энергии налетающих ионов над кулоновским барьером, в основном, тратится на возбуждение конечных ядер).

Углы вылета F^{18} и Na^{24} в лабораторной системе координат получены путем до-
 бавления к экспериментальным углам поправки на отклонение конечных продуктов в
 магнитном поле циклотрона (величина $1,5-2,7^\circ$). В расчетах $\phi_{см}$ учитывался также
 факт несовпадения оси пучка с осью сборного цилиндра. Эти поправки из-за своего
 оценочного характера вводят некоторую систематическую неопределенность угла $\phi_{см}$
 порядка $1-2^\circ$.

Путем суммирования сечения для отдельных участков получены сечения реакций в интер-
 валах углов $0^\circ-90^\circ$ и $90^\circ-180^\circ$. Численные значения $\sigma_{2\pi}(F^{18})$ и $\sigma_{2\pi}(Na^{24})$ представ-
 лены в таблице 3. Ход сечений образования F^{18} и Na^{24} в полном угле 4π в зависимо-
 сти от энергии налетающих ионов представлен на рис. 7. Стрелками обозначены соот-
 ветствующие высоты кулоновского барьера.

Т а б л и ц а 3

$0^\circ - 90^\circ$				
$E_{см}$ (Мэв)	92	99	105	121
$\sigma_{2\pi}(F^{18}) [10^{-27} \text{ см}^2]$	0,04	0,13	0,09	0,15
$\sigma_{2\pi}(Na^{24}) [10^{-27} \text{ см}^2]$	0,15	1	3,8	5,6
$90^\circ - 180^\circ$				
$E_{см}$ (Мэв)	91	99	105	115
$\sigma_{2\pi}(F^{18}) [10^{-27} \text{ см}^2]$	0,01	0,02	0,015	0,01
$\sigma_{2\pi}(Na^{24}) [10^{-27} \text{ см}^2]$	0,5	3,2	2,1	0,75

Суммарные ошибки полученных полных сечений могут достигать 30%. Относитель-
 ное расположение точек (рис.7) может меняться, главным образом, из-за ошибок из-
 мерения тока ионов в пределах не более 10%. (Статистические ошибки полных сече-
 ний примерно равны величинам приведенных на рисунке точек).

В таблице 4 представлены величины наименьшего сближения налетающих ионов
 с ядром мишени (R_{min}) для резерфордовских максимумов продуктов реакций
 $Au^{197}(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ и $Au^{197}(Ne^{22}, -p-3\pi)F^{18}$. Вычисления R_{min} проводились
 по формуле:

$$R_{min} = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{2 E_{см}} (1 + \text{свес } 0/2).$$

Т а б л и ц а 4

$E_{\text{см}}$ (Мэв)		121	105	99	91
Na ²⁴	$\phi_{\text{max}}^{\circ}$	63°	82°	103°	125°
	R_{min} (10^{-13} см)	14,7	14,4	14,2	14
	r_0 (10^{-13} см)	1,69	1,66	1,64	1,62
F ¹⁸	$\phi_{\text{max}}^{\circ}$	59°	78°	110°	-
	R_{min} (10^{-13} см)	13,7	13,2	12,5	-
	r_0 (10^{-13} см)	1,62	1,55	1,45	-

Величины r_0 , ($r_0 = R_{\text{min}} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$), представленные в таблице 4, вычислены в предположении, что налетающие частицы движутся по касательным к ядру мишени траекториям.

Делалась попытка исследовать в настоящем эксперимента реакцию $\text{Au}^{197}(\text{Ne}^{22}, +2p + 4n)\text{Mg}^{28}$. Однако полное сечение реакции подхвата ($2p + 4n$) ионами Ne^{22} оказалось малым ($\sim 10^{-29}$ см²), поэтому более подробное изучение этой реакции, с помощью примененных методов является невозможным.

Обсуждение результатов

Для полученных зависимостей угловых распределений от энергии налетающих ионов характерно сильное различие в поведении реакций подхвата ($p+n$) и срыва ($p+3n$). Так, сечение реакции $\text{Au}^{197}(\text{Ne}^{22}, +d)\text{Na}^{24}$ (рис. 6) имеет максимум, который можно связать с движением налетающих частиц по кулоновским траекториям. С уменьшением энергии налетающих ионов этот максимум систематически смещается в сторону больших углов таким образом, что расстояние наименьшего сближения сталкивающихся ядер остается приблизительно постоянным (см. таблицу 4). При энергии ниже кулоновского барьера системы $\text{Ne}^{22} + \text{Au}^{197}$ примерно на 3 Мэв сечение реакции $(\text{Ne}^{22}, +d)\text{Na}^{24}$ с увеличением угла вылета Na^{24} плавно возрастает, достигая максимальной величины при 180°. Такое поведение углового распределения при энергиях, близких к кулоновскому барьеру, ожидается в случае передачи нуклонов туннельным механизмом ^{16, 15/}. Однако для такого объяснения механизма изучаемой реакции нужно сделать предположение, что передается ассоциированная группа ($p+n$), так как полученное сечение в районе углов Резерфорда большое. Туннельный механизм реакции подхвата дейтона подтверждает ход интегральной функции возбуждения при образовании Na^{24} (рис. 7)

которая напоминает функцию возбуждения в случае передачи одного нейтрона ^{18/}. При независимой передаче нескольких нуклонов посредством условного механизма "grazing" для энергии налетающих ионов выше кулоновского барьера функция возбуждения должна сильно возрастать ^{10/}, что не наблюдается в настоящем эксперименте для реакции подхвата (p+n) .

Угловые распределения продуктов реакции $Au^{197} (Ne^{20}, -p-3n) F^{18}$ не проявляют четкого максимума, который можно было бы связать с передачей ассоциированной группы (p+3n) туннельным механизмом. Полное сечение этой реакции в общем мало (таблица 3). В сравнении с ранее полученным сечением ^{13/} для обратного процесса, т.е. ¹⁹⁷ реакции подхвата (p+3n) ионами Ne^{20} , сечение срыва такого числа нуклонов на Au примерно в три раза меньше. В случае, если на величину сечения реакций передач нескольких нуклонов в основном влияет плотность уровней ядра, подхватывающего нуклоны, отношение сечений реакций срыв-подхват должно быть, наоборот, в несколько раз больше. Нужно подчеркнуть, что значения полных сечений срыва и подхвата дейтона в реакциях с ионами Ne^{20} находятся в хорошем согласии с данными настоящей работы. Степень ассоциации нуклонов в группу (p+3n) и строение поверхностного слоя ядер пучка оказывают, по-видимому, более сильное влияние на величину полного сечения, чем плотности уровней ядер Au^{197} и $Ne^{20, 22}$.

Новым эффектом, наблюдаемым в настоящей работе, является модуляция заднего склона ^{х)} максимума туннельной передачи и возрастание сечений при угле 180° . Эти эффекты проявляются как в реакции подхвата дейтона, так и в реакции срыва (p+3n). Число модуляционных максимумов с ростом энергии налетающих частиц увеличивается. При энергиях, ниже кулоновского барьера, явление модуляции практически исчезает (рис. 5, 6 - кривая 1).

Угловые распределения исследованных реакций в некоторой степени проявляют аналогичную модуляцию в интервале углов $0-90^\circ$, что может быть признаком вклада процесса относительно медленного, характеризующегося симметрией относительно 90° . Однако вклад этого процесса в несколько раз меньше вклада процесса передачи нуклонов в короткоживущих соединениях ядер порядка 10^{-22} сек. (Угол поворота системы меньше 90° , т.е. конечные продукты реакций вылетают под малыми углами). Это особенно выделяется в случае реакции срыва (p+3n) (рис. 5, таблица 3).

Была сделана попытка разложения в ряд $\sum_L A_{2L} P_{2L}(\cos \theta)$ полученных угловых распределений для интервала углов $90-180^\circ$ (принималось, что кривые туннельной передачи имеют плавный спад ^{18/}).

^{х)} Некоторая модуляция максимума туннельной передачи, вероятно, наблюдается в угловых распределениях реакции срыва протона ^{17/}, однако, в указанной работе это явление не рассмотрено.

Окончательным результатом этого анализа является заключение, что система неполного слияния может обладать, в основном, угловым моментом, равным $12-15 \hbar$. При этом возможна примесь более высоких значений L (до $20 \hbar$). Как следствие оценки среднего значения момента составной системы ядер и параметра инерции $\hbar^2/2J = 20$ кэв энергия вращения системы не должна превышать 8 Мэв, так как величина параметра инерции (20 кэв) является максимальной для ротатора $Au^{197}-Ne^{22}$.

В рассматриваемом случае энергия налетающих ионов (115 Мэв) в среднем примерно на 15 Мэв выше кулоновского барьера, для g_0 равного $1,4 f$. (Точность калибровки энергии налетающих ионов оценивается равной ± 5 Мэв). Длительность процесса возбуждения ядер, связанного с передачей нуклонов, не может быть значительно меньше времени жизни системы неполного слияния. Поэтому кажется, что наряду с вращением система должна совершать колебания, энергия которых примерно равна $E_{cm} - E_{sv}$. Равноценным является предположение, что барьер системы определяется значением $g_0 \sim 1,2 f$. Однако в этом случае требуется наличие флуктуации высоты барьера, так как сечения реакции при относительно малых энергиях большие (рис. 7).

Сечение распада системы неполного слияния, которое может обладать симметрией относительно 90° , в канал реакции срыва ($p+3n$) и подхвата ($p+n$) по оценке имеет порядок 10^{-29} см^2 . В сравнении, например, с выходом реакции подхвата дейтона туннельным механизмом оно составляет величину почти на три порядка меньше.

Зависимость от энергии полного сечения реакции срыва ($p+3n$) указывает (в пределах возможных ошибок) на резонанс вблизи кулоновского барьера (рис. 7). При более точном рассмотрении реакция подхвата дейтона имеет, по-видимому, аналогичную особенность. В таблице 5 представлены сечения образования F^{18} и Na^{24} в зависимости от энергии налетающих частиц для интервала углов $10-30^\circ$. Сечения даны в относительных единицах. Абсолютные значения сечений в этом интервале углов имеют порядок 10^{-28} см^2 .

Т а б л и ц а 5

E_{cm} (Мэв)	92	99	105	121
$\sigma_{10^\circ-30^\circ} (F^{18})$	6	20	7,5	6,5
$\sigma_{10^\circ-30^\circ} (Na^{24})$	10	40	16,5	20

Из приведенных чисел следует, что реакция $(Ne^{22}, +d)Na^{24}$ при энергии ~ 100 Мэв, т.е. \sim на 5 Мэв выше кулоновского барьера, характеризуется не менее резким резонансом, чем реакция срыва ($p+3n$). Полуширина этого, по-видимому, сложного резонанса составляет 8-10 Мэв (наличие резонанса при энергиях, близких к кулонов-

скому барьеру, обязано образованию потенциальной ямы ядерным взаимодействием^{4,5}. Однако надо подчеркнуть, что полуширина потерь энергии в мишени (~ 6 Мэв) по величине сравнима с полушириной полученного резонанса. Таким образом, оценку ширины резонанса следует считать скорее приближительной.

То, что резонанс при малых углах отклонения конечных продуктов, по-видимому, появляется как в реакции подхвата ($p+n$), так и срыва ($p+3n$), дополнительно указывает на то, что это явление обязано образованию короткоживущей составной системы ядер¹⁸.

При некоторых предположениях угловое распределение реакций передачи нуклонов можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx |f_1(\theta) + C(\alpha)f_2(\theta)|^2,$$

где $f_1(\theta)$ - амплитуда реакции передачи нуклонов в прямых процессах, $f_2(\theta)$ - амплитуда передачи нуклонов в процессах с образованием переходной составной системы ядер, $C(\alpha)$ - постоянная, зависящая от параметров состояний системы ядер (состояния системы являются, очевидно, квазидискретными). Степень ассоциации процесса передачи нескольких нуклонов вводится в рассмотрение как параметр. Разделение амплитуды реакции передачи на две части - прямую и резонансную, является в значительной степени угловым²⁰. Однако результаты настоящей работы указывают на то, что такой подход имеет физическую основу.

Решение поставленной задачи требует введения значительных упрощений и усреднений, связанных, прежде всего, с наличием возбуждений ядер и передачей углового момента в актах обмена нуклонами. Задача дополнительно усложняется вследствие того, что не все квантовые параметры уровней системы неполного слияния ядер известны в достаточной степени.

Более подробный анализ изложенных вопросов будет дан в отдельной публикации.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность проф. Г.Н.Флерову за способствующий делу интерес к этой работе. Автор также глубоко благодарен С.М.Поликанову за ценное обсуждение результатов работы и дискуссии, группе эксплуатации циклотрона МЗИ за обеспечение бесперебойной работы машины. Особую благодарность автор выражает Г.М.Богомоловой и З.Д.Покровской за большую работу, вложенную в проведение экспериментов и обработку полученных результатов.

Выражаю также благодарность В.М.Струтинскому, Ю.А.Музыка и Б. Словинскому за многие дискуссии и критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. E. Almqvist, D.A. Bromley, J.A. Kuehner. Phys. Rev. Lett., 4, 512 (1960). Phys. Rev., 123, 878 (1960).
2. J.A. Kuehner, A. E. Litherland, E. Almqvist, J.E. Evans. Bull. Am. Phys. Soc. (II) 7, 773 (1962).
3. E. Almqvist. Proc. Padua Int. Conf. on D.J.R.M. New York (1963).
4. E. Voigt, H. McManus. Phys. Rev. Lett., 4, 518 (1960).
5. R.H. Davis. Phys. Rev. Lett., 4, 521 (1960).
6. M.L. Halbert, F.E. Durham, C.D. Mook, A. Zucker. Nucl. Phys., 47, 353 (1963).
7. V.M. Strutinski, N.J. Lyashchenko, N.A. Popov. Nucl. Phys., 46, 639 (1963).
8. G.N. Flarov, V.A. Kamaukhov. Proc. Padua Inter. Conf. on DJRM. New York (1963).
9. G. Breit, M.E. Ebel. Phys. Rev. 104 1030 (1956). G. Breit. Proc. Padua Int. Conf. on DJRM. New York (1963).
10. R. Kaufman, R. Wolfgang. Phys. Rev., 121, 192 (1961).
11. L.C. Biedenharn, M.E. Rose. Rev. Mod. Phys. 25, 729 (1953).
12. А.М. Балдин, В.И. Гольданский, И.Л. Розенталь. Кинематика ядерных реакций, Физматгиз, Москва, (1959).
13. Э. Ложински. Препринт ОИЯИ Р-1486, Дубна 1963.
14. L.A. Konig, J.H.E. Mattauch, A.H. Wapstra. Nucl. Phys. 31, 1 (1963).
15. V.K. Lukyanov. Acta Phys. Polonica. 22, 529 (1962).
16. A. Zucker. Proc. Padua Int. Conf. on DJRM. New York (1963).
17. E. Newman, K.S. Toth, A. Zucker. Phys. Rev., 132, 1720 (1963).
18. K.R. Greider. Asilomar III Conf. on React. Compl. Nuclei. (1963).
19. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика, Физматгиз (1963).
20. H. Feshbach, Ann. Phys., 19, 287 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 апреля 1964 г.

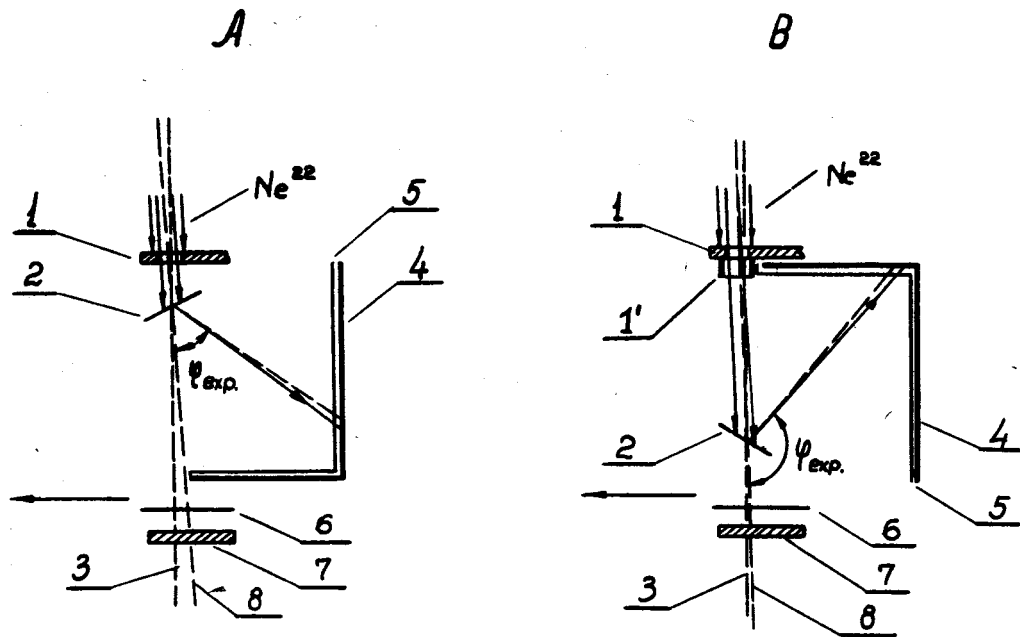


Рис. 1. Схема устройства для измерения угловых распределений реакций передачи нуклонов методом сборных фольг. (А - для углов $0-90^\circ$, В - для углов $90-180^\circ$).

1. Коллиматор пучка (диаметр отверстия ~ 4 мм). 1'. Защитное кольцо.
2. Мишень. 3. Ось сборного цилиндрического сосуда. 4. Сборная фольга - 15 мк Al или 18 мк P_t .
5. Защитная золотая фольга толщиной 5 мк. 6. Защитная фольга коллектора тока.
7. Коллектор тока. 8. Ось пучка тяжелых ионов (стрелкой обозначено направление центра циклотрона).

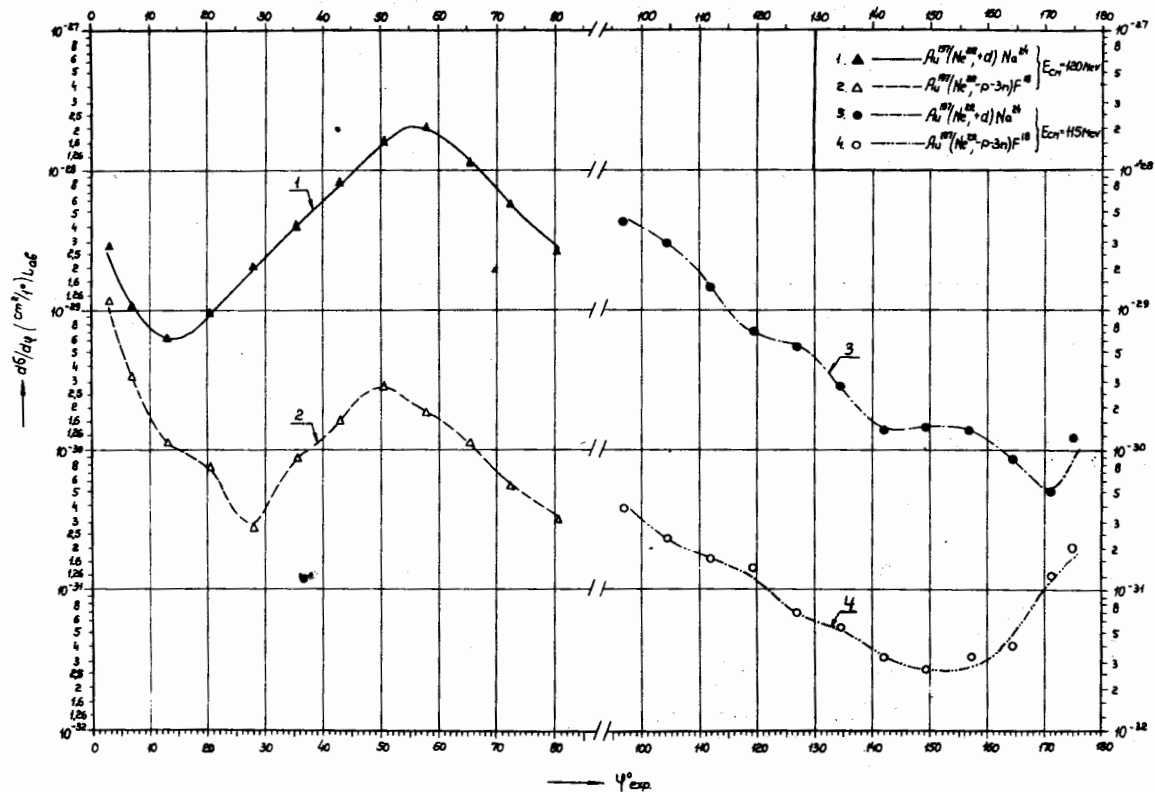


Рис. 2. Угловое распределение ядер Na^{24} и F^{18} в облучении Au^{197} ионами Ne^{22} (в лабораторной системе координат). Толщина мишени 5 мг/см^2 (энергия ионов дана в системе центра масс)

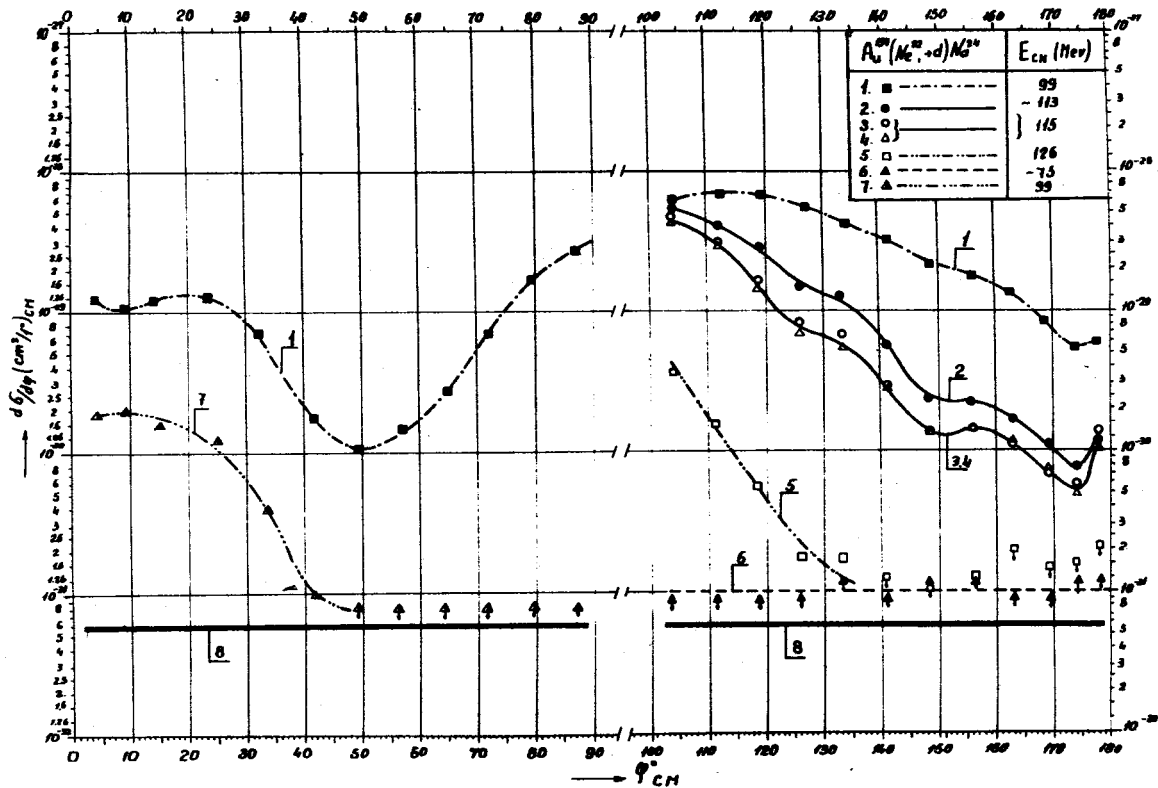


Рис. 3. Воспроизводимость угловых распределений реакции подхвата (p+v) (кривые 2, 3, 4) и фоновые опыты (кривые 5, 6, 7). Кривая 7 - опыт без мишени. Прямые линии (8) - уровень естественного фона счетчика гамма. (Сечения $d\sigma/d\phi$ даны в системе центра масс).

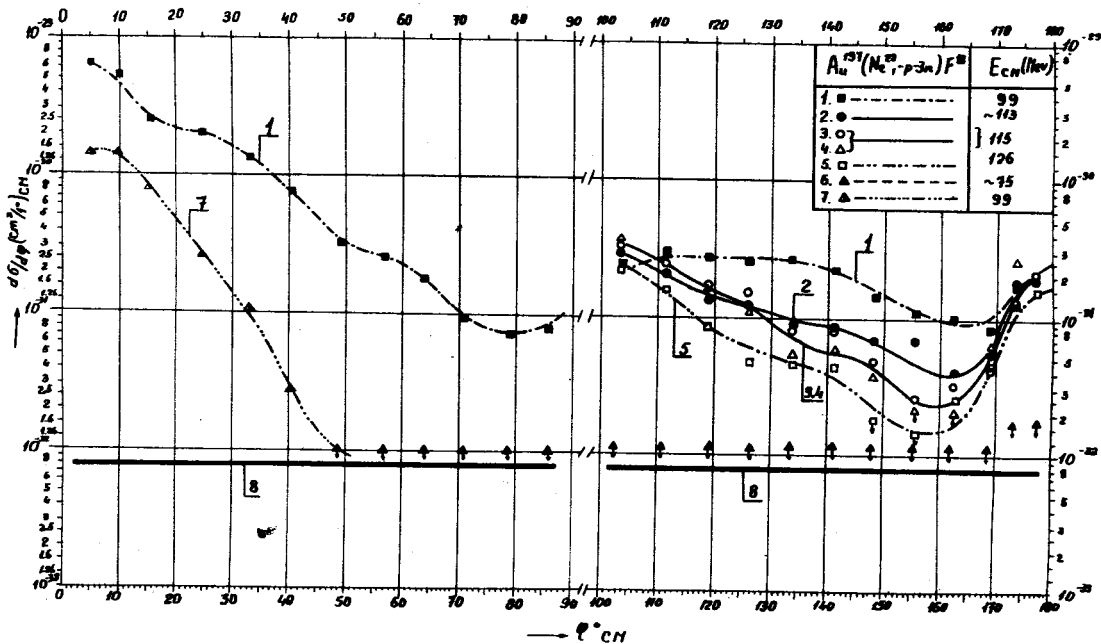


Рис. 4. Воспроизводимость угловых распределений реакции срыва $(p+3n)$ (кривые 2, 3, 4) и фоновые опыты (кривые 5, 6, 7). Кривая 7 - опыт без мишени. Прямые линии (8) - уровень естественного фона счетчика гамма (сечения $d\sigma/d\phi$ даны в системе центра масс).

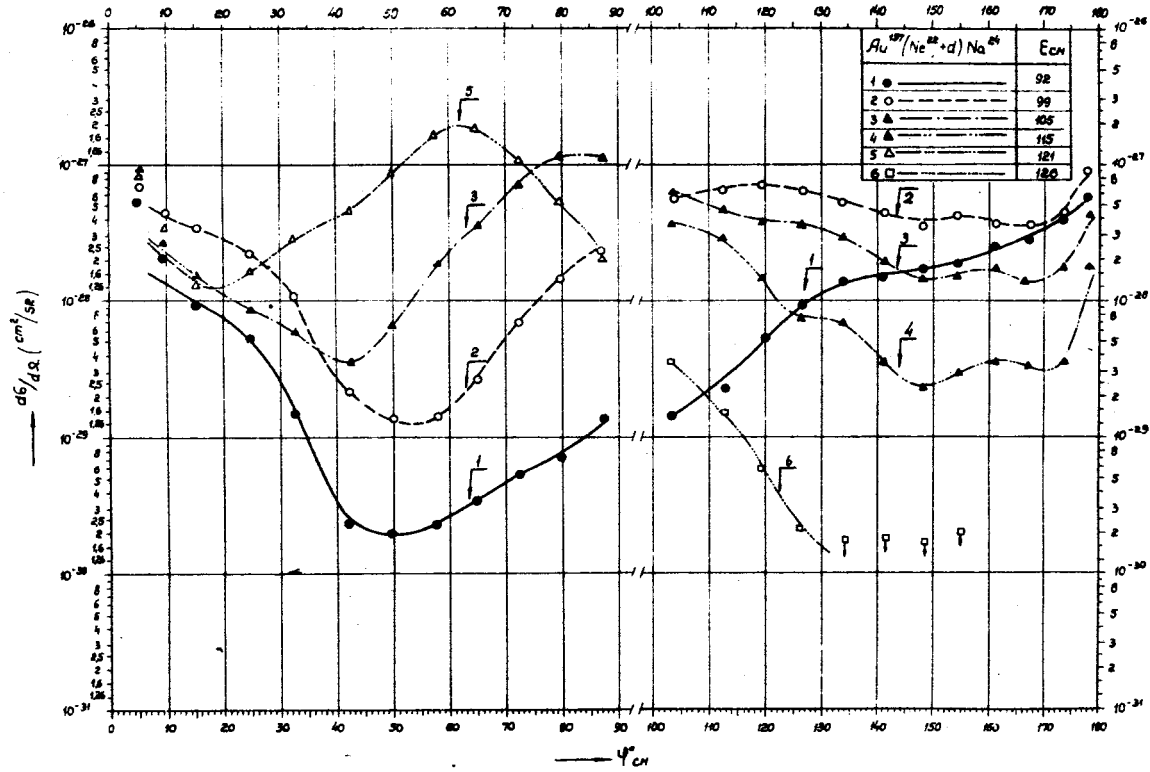


Рис. 5. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции $Au^{197}(Ne^{22}+p+n)Na^{24}$ в системе центра масс. Толщина мишени 5 мг/см^2 . E_{CM} - энергия ионов Ne^{22} (система центра масс).

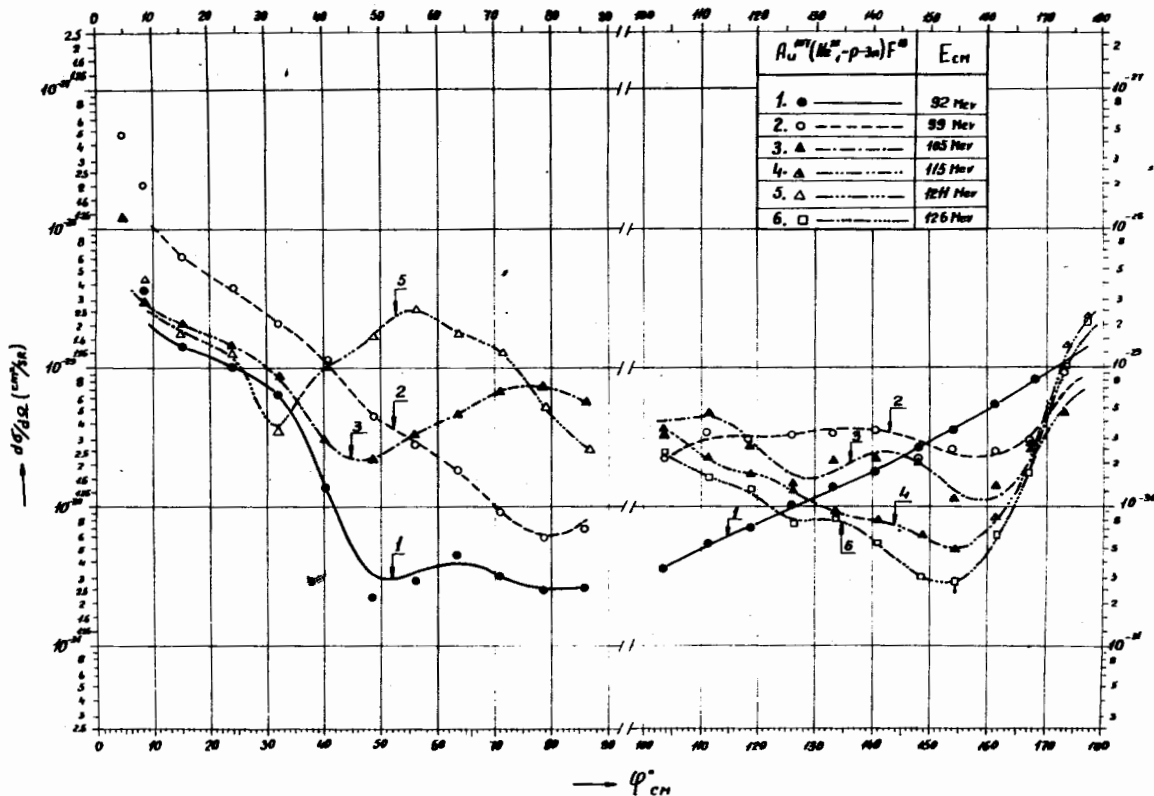


Рис. 6. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p-3n)^{18}\text{F}$ в системе центра масс. Толщина мишени 5 мг/см^2 . E_{CM} — энергия ионов ^{22}Ne (система центра масс).

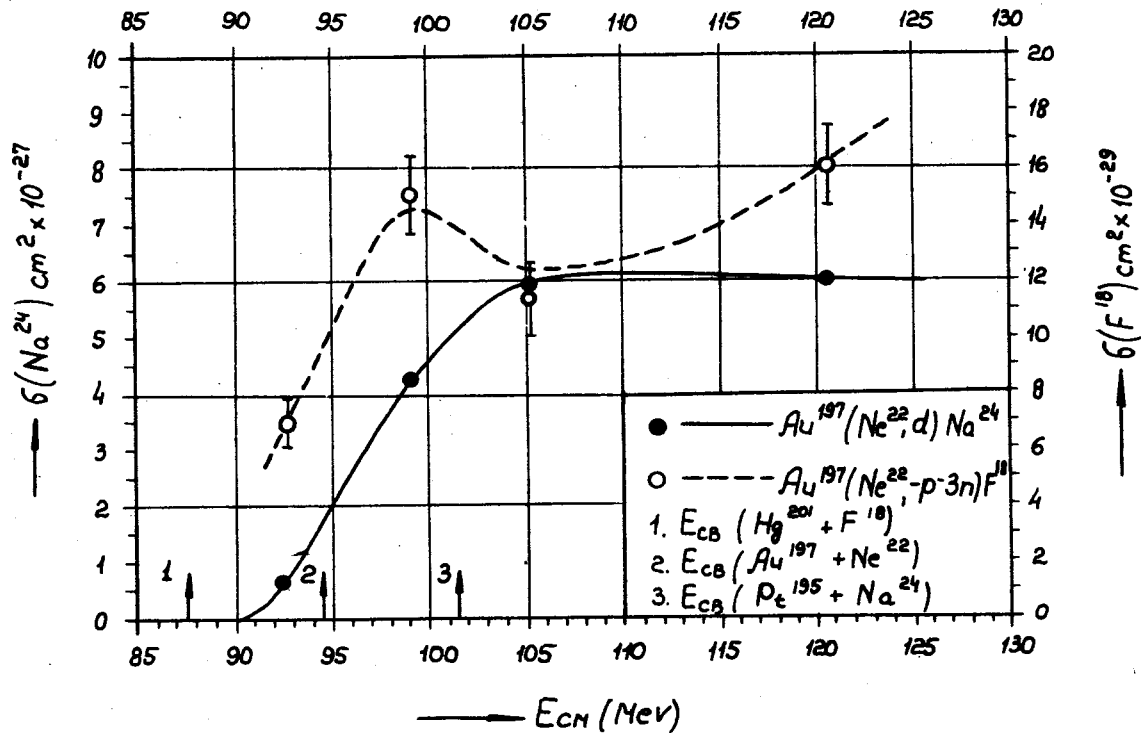


Рис. 7. Зависимость полных сечений образования ядер Na^{24} и F^{18} от энергии налетающих ионов Ne^{22} (энергия ионов дана в системе центра масс).