

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-867

2862/2-78

P7 - 11417

А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев,
А.Н.Мезенцев, В.Л.Михеев, А.Попеску,
Д.Попеску

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧ НУКЛОНОВ

В СИСТЕМЕ $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ (110 МэВ)

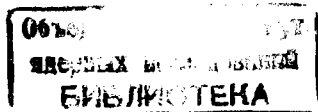
1978

P7 - 11417

А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев,
А.Н.Мезенцев, В.Л.Михеев, А.Попеску,
Д.Попеску

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧ НУКЛОНОВ
В СИСТЕМЕ $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ (110 МэВ)

Направлено в ЯФ



Артюх А.Г. и др.

P7 - 11417

Реакции передач нуклонов в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ (110 МэВ)

Проведено облучение ^{197}Au ионами ^{20}Ne с энергией 110 МэВ, превышающей барьер взаимодействия V_i в 1,06 раза. С помощью методики $\Delta E, E$ измерены угловые распределения и энергетические спектры продуктов передач нуклонов с атомными номерами $4 \leq Z \leq 10$. Комбинацией методов магнитного анализа и $\Delta E, E$ под углом 40° измерены выходы и энергетические спектры изотопов C, N, O. Делается вывод о том, что механизмы реакций многонуклонных передач при больших и малых относительно V_i энергиях существенно различаются.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Artukh A.G. et al.

P7 - 11417

Nucleon Transfer Reactions in the System $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ (110 MeV)

A ^{197}Au target was bombarded with ^{20}Ne ions with an energy of 110 MeV which exceeds the interaction barrier V_i by a factor of 1.06. By using the $\Delta E, E$ technique the angular distributions and energy spectra of nucleon transfer products with atomic numbers $4 \leq Z \leq 10$ have been measured. The yields and energy spectra of the C, N and O isotopes have been measured at an angle of 40° by using the magnetic analysis combined with the $\Delta E, E$ technique. It is concluded that the multinucleon transfer reaction mechanism at energies close to V_i is substantially different from that at an energy considerably above V_i .

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы при исследованиях реакций передач нуклонов с помощью пучков тяжелых ионов основное внимание уделялось области энергий бомбардирующих частиц E_i , существенно /в ~ 1,5 раза/ превышающих барьер взаимодействия V_i . В этой области энергий наиболее ярко проявляется новый механизм реакций с тяжелыми ионами - процесс глубоконеупругих передач нуклонов /ГНП//¹⁻⁴. Особенности ГНП удается интерпретировать в рамках представления об образовании при столкновениях атомных ядер специфической двойной ядерной системы с временем жизни $\sim 10^{-21}$ с /¹. В такой системе поверхности ядер сильно перекрываются, а скорость их относительного движения мала. Обладая значительным угловым моментом, двойная ядерная система поворачивается как единое целое. Ее образование и эволюция определяются соотношением ядерных F_N , кулоновских F_C и центробежных F_L сил. В случае достаточно высоких энергий реализуются угловые моменты, при которых $F_C + F_L \geq F_N$. Ядра могут передать друг другу десятки нуклонов, но их полного слияния в достаточно широкой области входных угловых моментов не происходит. С уменьшением исходной энергии центробежные силы уменьшаются. Соответственно, при контакте ядер имеем $F_C + F_L \leq F_N$. Основным путем эволюции двойной ядерной системы здесь будет полное слияние исходных ядер. Тем не менее, в ряде работ /⁵⁻¹⁰/ показано, что и при энергиях вблизи V_i могут осуществляться реакции передачи нескольких нуклонов. Однако в целом вопросы

о возможной степени перестройки исходных ядер при малых относительно V_i , энергиях, угловых распределениях продуктов передач нуклонов, вкладе их в полное сечение реакции исследованы недостаточно. Изучение этих вопросов представляет самостоятельный интерес, а также может привести к лучшему пониманию условий образования двойной ядерной системы в реакциях ГНП.

При изучении образования отдельных изотопов в реакциях передач нуклонов с тяжелыми ионами при $E_i/V_i \geq 1,5$ было установлено /11/, что величины сечений образования изотопов данного элемента экспоненциально зависят от разности масс начальных и конечных ядер Q_{gg} . В общем виде эта зависимость имеет вид:

$$\sigma \sim \exp\left[\frac{1}{T}(Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{rot} - \delta_n - \delta_p)\right], \quad /1/$$

где ΔE_c и ΔE_{rot} - разности кулоновских и вращательных энергий во входном и выходном каналах, δ_n и δ_p - поправки, учитывающие спаривание нейтронов и протонов. Это выражение получено в статистической модели с использованием для плотности уровней выражения с постоянной температурой T . В случае выполнения зависимости /1/ при изучении реакций в области малых энергий представляется возможность проверки связи между эффективной ядерной температурой T и энергией возбуждения E^* в широком интервале изменения E^* .

В настоящей работе изучены реакции передачи нуклонов при облучении ^{197}Au ионами ^{20}Ne с энергией 110 МэВ. Эта энергия соответствует превышению всего в 1,06 раза над V_i , вычисленным в формализме плотности энергии /12/.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты проводились на 310-сантиметровом циклотроне тяжелых ионов ОИЯИ. Мишень ^{197}Au толщиной 1,2 мг/см² облучалась ионами ^{20}Ne с исходной энергией 110 МэВ. Легкие продукты реакций регистрировались телескопом $\Delta E, E$ детекторов, который мог перемещаться

по углам в диапазоне $10^\circ - 170^\circ$. В качестве детектора ΔE использовалась ионизационная камера, подробно описанная в работе /13/, а в качестве детектора E - кремниевый поверхностно-барьерный детектор. В ряде измерений использовался телескоп с кремниевым ΔE детектором толщиной 8 мкм. Импульсы с детекторов ΔE и E после усиления и преобразования в цифровой код записывались на магнитную ленту с помощью ЭВМ "Минск-32". Оперативный контроль за набором информации в ходе эксперимента осуществлялся путем получения на цифropечатающем устройстве двумерных спектров 128(ΔE) x 64(E) каналов. Отсчеты, соответствующие регистрации частиц с разными атомными номерами Z , в двумерных спектрах образуют своеобразные "гиперболы", позволяющие однозначно провести идентификацию регистрируемых продуктов по Z . Энергетическая калибровка детекторов ΔE и E , необходимая для получения энергетических спектров, а также калибровка сечений проводились по упруго рассеянным ионам. Все реакции предполагались проходящими в среднем по толщине слое мишени. Поправки на поглощение энергии в мишени и входном окне ионизационной камеры вводились с помощью таблиц пробегов /14/.

В методике $\Delta E, E$ выделение эффектов, связанных с отдельными изотопами, при массовых числах $A \geq 10$ и большом различии в относительных выходах затруднительно. Поэтому для регистрации выхода отдельных изотопов использовалась комбинация методов магнитного анализа и $\Delta E, E$ /15/. Измерения в этом случае были проведены только для угла 40° . Продукты реакций, вылетающие из мишени под углом 40° к направлению пучка, проходили через магнитный спектрометр и регистрировались в выходном фокусе телескопом $\Delta E, E$ детекторов. Использовался тот же самый телескоп с ионизационной камерой в качестве ΔE -детектора, что и в опытах без магнитного анализа. Энергетические спектры отдельных изотопов были получены путем измерения выходов при различных магнитных полях в спектрометре. Выходы изотопов в различных зарядовых состояниях суммировались.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Угловые распределения

На рис. 1 представлены угловые распределения продуктов передач нуклонов в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}/110 \text{ МэВ}$.

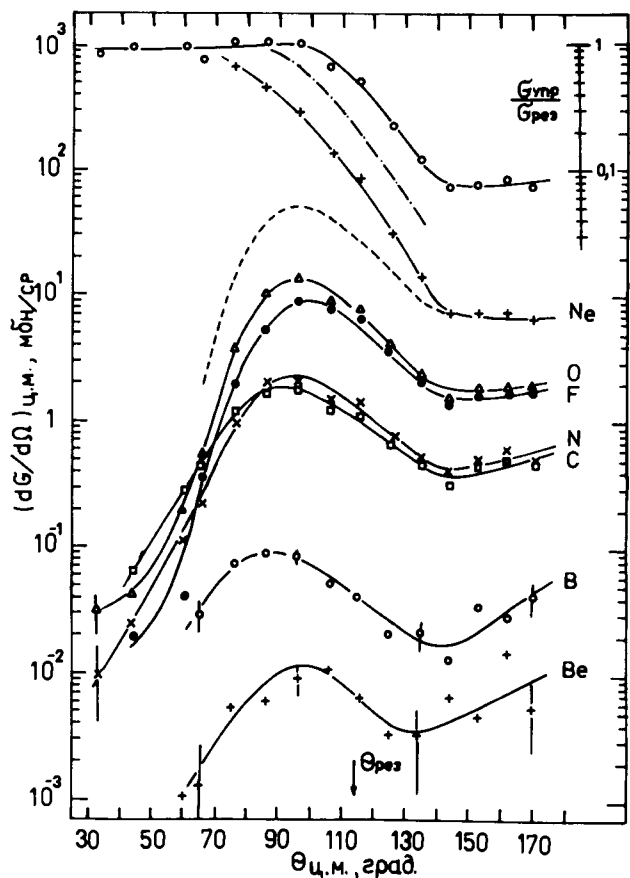


Рис. 1. Угловые распределения продуктов передач нуклонов и отношение сечения упругого рассеяния к сечению резерфордского рассеяния в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}/110 \text{ МэВ}$.

Характерной особенностью распределений является наличие максимумов в районе угла резерфордского рассеяния исходных ядер при касательном столкновении - $\theta_{\text{рез}}$. Величина этого угла, вычисленная для сферических ядер с параметром радиуса $r_0 = 1,46 \Phi$, показана стрелкой.

При использованной в настоящей работе низкой энергии ^{20}Ne , близкой к кулоновскому барьеру, разделить эффекты упругого и неупругого рассеяния, а также продукты передач нейтронов по энергетическим спектрам не представляется возможным. Поэтому в представленное на рис. 1 угловое распределение неона и отношение сечения упругорассеянных ионов к сечению резерфордского рассеяния $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{рез}}$ включены все события в двумерных спектрах, соответствующие частицам с $Z=10$.

Учитывая подобие угловых распределений Ne в области углов $140^\circ - 170^\circ$ угловым распределениям продуктов с другими Z /см. рис. 1/, можно сделать предположение о том, что угловое распределение Ne, связанного с ядерными неупругими взаимодействиями, подобно по форме угловому распределению кислорода. Кислород является ближайшим к неону продуктом взаимодействия с одинаковой четностью по протонам. Тогда, относя весь эффект Ne в области задних углов к продуктам передач нейтронов и ядерному неупругому рассеянию, можно получить угловое распределение продуктов этих процессов, показанное на рис. 1 пунктиром. Штрихпунктиром на рис. 1 показано $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{рез}}$, полученное из исходных данных за вычетом эффекта передач нейтронов и ядерного неупругого рассеяния, определенного описанным выше способом.

При этом соотношение выходов кислорода и неона находится в удовлетворительном соответствии с соотношением выходов этих продуктов в системе $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}/174 \text{ МэВ}/^{16}$.

Другой особенностью угловых распределений, представленных на рис. 1, являются своеобразные "плато" в области задних углов и даже некоторый подъем сечений при приближении к 180° . Указания на такой эффект были получены при изучении относительно малонуклонных

передач в работах /5,8/. Из рис. 1 видно, что с вылетом легких продуктов реакций в задние углы могут осуществляться многонуклонные передачи с изменением массы исходной бомбардирующей частицы более чем вдвое /образование Be из Ne /.

3.2. Энергетические спектры элементов и изотопов

Энергетические спектры продуктов с фиксированными значениями Z , полученные под углами наблюдения 60° , 90° и 169° в л.с., представлены на рис. 2. Эти углы соответствуют различным характерным участкам угловых распределений /см. рис. 1/. Рис. 2 показывает, что вид энергетических спектров в широком диапазоне изменения углов измерения практически не меняется. Некоторое "смягчение" спектра с увеличением угла наблюдения можно отметить лишь для фтора. Но для него в передних углах не удалось четко выделить высокоэнергичную часть спектра ввиду высокой интенсивности упруго рассеянных частиц. Пунктирными прямыми обозначены выходные кулоновские барьеры, рассчитанные для сферических ядер с $r_0 = 1,46 \Phi$. Видно, что максимумы энергетических спектров на всех углах располагаются вблизи соответствующих кулоновских барьеров. Лишь для Ne на всех углах максимумы энергетических спектров соответствуют нулевым значениям Q -реакции, обозначенным стрелками.

Полные ширины спектров на половине высоты равны 10-15 МэВ. Это существенно меньше, чем для реакций многонуклонных передач на более высоких энергиях. Так, в системе $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 174 \text{ МэВ} /$ ширины спектров составляют 30-40 МэВ /18/. Ввиду соответствия максимумов энергетических спектров выходным кулоновским барьерам как в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ} /$, так и в случае реакций ГНП на более высоких энергиях, можно считать, что основной вклад в кинетические энергии продуктов дает кулоновское взаимодействие. Соответственно, меньшая ширина энергетических спектров может указывать на меньшую дисперсию динамиче-

ских деформаций ядер, реализующихся при малых энергиях.

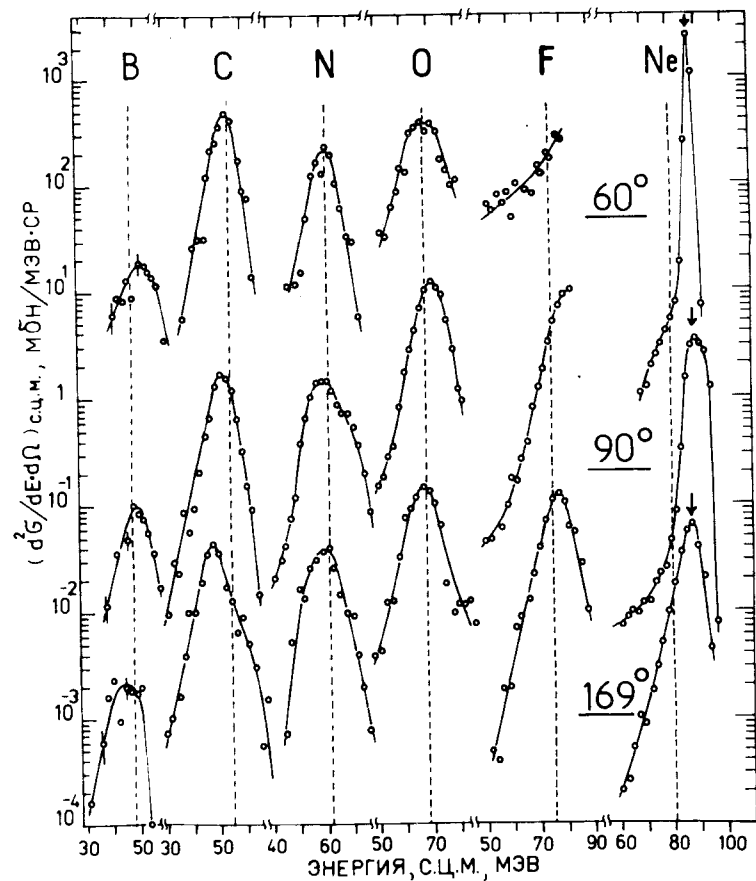


Рис. 2. Энергетические спектры В, С, N, О, F, Ne, полученные на углах регистрации 60° , 90° , 169° . Сечения образования всех продуктов реакций, кроме Ne, на угле 60° умножены на 10^4 , на угле 90° - на 10, на угле 169° на 1. Соответствующие коэффициенты для Ne: 60° - 10; 90° - 0,1; 169° - 0,1.

Энергетические спектры отдельных изотопов С, N, O, полученные под углом 40° , представлены на рис. 3. Левая из двух соединенных попарно стрелок обозначает энергию, соответствующую выходному кулоновскому барьеру, а правая - энергию, соответствующую образованию конечных продуктов в основном состоянии.

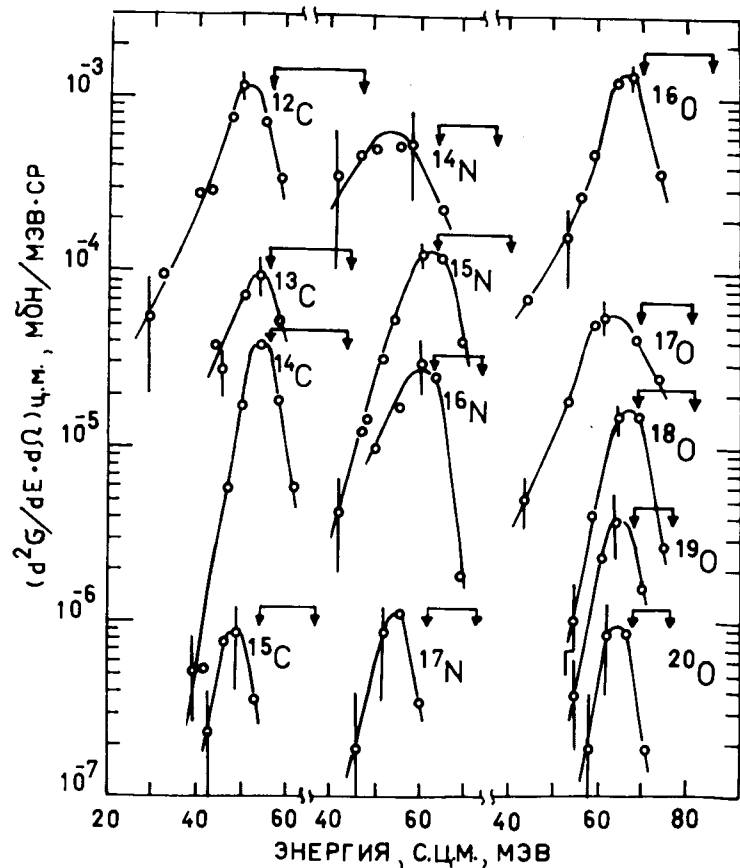


Рис. 3. Энергетические спектры изотопов С, N, O, полученные под углом 40° . Сечения образования всех изотопов умножены на коэффициенты: ^{12}C - 1; ^{13}C - 0,1; $^{14,15}\text{C}$ - 0,01; ^{14}N - 10; $^{15,16}\text{N}$ - 0,1; ^{17}N - 0,01; ^{16}O - 1; ^{17}O - 0,1; $^{18,19,20}\text{O}$ - 0,01.

Видно, что вероятность образования обоих продуктов реакций в основном состоянии мала. Ранее этот факт был установлен для более высокой энергии в системе $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 174 \text{ МэВ} / ^{177}$. Видимо, реакции многонуклонных передач связаны с существенным возбуждением ядер как при больших, так и при малых значениях E_i .

Как видно из рис. 3, ширины энергетических спектров отдельных изотопов существенно не отличаются от ширины спектров элементов, представленных на рис. 2. Можно лишь отметить тенденцию к уменьшению ширины изотопных спектров с ростом массового числа изотопа.

3.3. Сечения образования элементов и изотопов

Сечения образования элементов представлены в табл. 1. Для сечения образования фтора получена лишь нижняя граница ввиду перекрытия неучтенных в оценке сечения высокоэнергичных участков спектра с "хвостами" от упругого рассеяния. Для сечений образования Na и Mg получены лишь верхние границы ввиду малости

Таблица 1
Поперечные сечения образования легких продуктов передач нуклонов при взаимодействии $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ} /$

Z	G, мбн	Z	G, мбн
4	0,058	9	≥ 40
5	0,46	10	~ 200
6	9,55	11	$\lesssim 1,4$
7	10,5	12	$\lesssim 0,1$
8	57		

сечений образования этих продуктов и существенного фона от упругого рассеяния и продуктов реакций с $Z=10$. Сечение продуктов передач нейтронов носит оценочный характер. Оно получено путем интегрирования по углам углового распределения Ne , представленного на *рис. 1* пунктиром.

Сечения образования изотопов C , N , O , измеренные под углом 40° , представлены в *табл. 2*. Выходы продук-

Таблица 2

Дифференциальные сечения образования под углом 40° л.с. изотопов C , N , O в системе $^{197}Au + ^{20}Ne / 110 \text{ МэВ}$

Изотоп	$dG/d\Omega, \text{мбн/ср}$	Изотоп	$dG/d\Omega, \text{мбн/ср}$
^{12}C	$1,77 \cdot 10^{-2}$	^{17}N	$1,36 \cdot 10^{-3}$
^{13}C	$1,20 \cdot 10^{-2}$	^{16}O	$2,13 \cdot 10^{-2}$
^{14}C	$3,88 \cdot 10^{-2}$	^{17}O	$1,25 \cdot 10^{-2}$
^{15}C	$8,95 \cdot 10^{-4}$	^{18}O	$2,24 \cdot 10^{-2}$
^{14}N	$1,38 \cdot 10^{-3}$	^{19}O	$4,73 \cdot 10^{-3}$
^{15}N	$2,08 \cdot 10^{-2}$	^{20}O	$1,17 \cdot 10^{-3}$
^{16}N	$4,62 \cdot 10^{-3}$		

тов передач нуклонов под углом 40° , как видно из *рис. 1*, малы. Однако мы имели возможность проводить измерения на магнитном спектрометре лишь под этим углом. Можно отметить, что данные по изотопным выходам в системе $^{232}Th + ^{22}Ne / 174 \text{ МэВ}$, полученные под углами 12° и 40° ^{18,19} показывают, что основные закономерности в сечениях выхода изотопов слабо зависят от угла наблюдения.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Угловые распределения

Вопрос о зависимости формы угловых распределений продуктов передач нуклонов от энергии бомбардирующих частиц и атомных номеров частицы и мишени представляет значительный интерес. В работе ^{2/} было предложено использовать в качестве параметра, определяющего форму углового распределения, выражение

$$\eta' = \frac{Z_p \cdot Z_t \cdot \sqrt{\mu} \cdot e^2}{h \cdot \sqrt{2(E_i - B_i)}}$$

где Z_p и Z_t - атомные номера частицы и мишени, μ - приведенная масса, e - заряд электрона. По физическому смыслу параметр η' пропорционален отношению кулоновского отталкивания ядер к силам ядерного трения. В соответствии с работой ^{2/} можно ожидать направленные вперед угловые распределения при $\eta' < 150-200$. При $\eta' > 250-300$ угловые распределения должны иметь максимумы вблизи $\theta_{рез}$.

Для системы $^{197}Au + ^{20}Ne / 110 \text{ МэВ}$ параметр $\eta' = 198$, т.е. находится в некой промежуточной области. Однако уже в работе ^{13/} при исследовании передач нуклонов в системе $^{197}Au + ^{40}Ar / 220 \text{ МэВ}$, где $\eta' = 264$, было установлено, что угловые распределения многонуклонных передач направлены вперед. Из относительных значений η' для систем $^{197}Au + ^{20}Ne / 110 \text{ МэВ}$ и $^{197}Au + ^{40}Ar / 220 \text{ МэВ}$ можно было бы ожидать, что в случае ^{20}Ne угловые распределения продуктов многонуклонных передач будут более направленными вперед, чем в случае ^{40}Ar . Эксперимент показывает обратную картину. По-видимому, определяющим фактором для формы угловых распределений является превышение исходной энергии над B_i , особенно при работе вблизи B_i . Так, для системы $^{197}Au + ^{20}Ne / 110 \text{ МэВ}$ $E_i/B_i = 1,06$, а для системы $^{197}Au + ^{40}Ar / 220 \text{ МэВ}$ $E_i/B_i = 1,15$. Соответственно, для первой системы, как видно из *рис. 1*, мы наблюдаем резкий

спад эффекта в передних углах, в то время как для второй, при больших перестройках ядер, наблюдается рост эффекта с уменьшением угла наблюдения. Особенно ярко направленность угловых распределений вперед проявляется для системы $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 174 \text{ МэВ} /$ при $E_i/V_i = 1,85^{/16/}$.

Заключение об определяющем влиянии на форму угловых распределений отношения E_i/V_i находится в соответствии с результатами работы $/20/$. В этой работе показано, что угол поворота двойной ядерной системы до ее распада при среднеквадратичном значении входного углового момента можно приближенно представить выражением

$$\theta = 2(E_i/V_i - 1). \quad /2/$$

Из выражения $/2/$ следует, что при малых E_i/V_i угловые распределения продуктов передач нуклонов будут определяться в основном кулоновскими траекториями. Соответственно, как видно из *рис. 1*, максимальные выходы продуктов многонуклонных передач мы наблюдаем вблизи $\theta_{\text{рез}}$. В области же задних углов, по-видимому, мы имеем дело с квантовомеханическим отражением частиц от потенциального барьера вблизи его вершины.

Для объяснения эффекта в задних углах необходимо в наших условиях иметь коэффициент отражения от барьера $\sim 10\%$. На основании результатов работ $/21,22/$ в предположении параболической формы барьера можно оценить, что такой коэффициент отражения имеет место при $E_i/V_i \approx 1,02$. В абсолютных значениях энергий это соответствует изменению $E_i - V_i$ около 4 МэВ по сравнению с принятыми нами значениями при $E_i/V_i = 1,06$. За счет неточностей определения E_i и V_i , толщины мишени, а также, видимо, неточного соответствия формы барьера перевернутой параболе согласие экспериментальных данных с оценками отражения от барьера можно считать удовлетворительным.

4.2. Сечения образования элементов и изотопов

Полная сумма сечений образования продуктов передач нуклонов в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ} /$ составляет $\sim 320 \text{ мбн}$. Интересно сравнить эту величину с полным сечением реакции σ_R . Для определения σ_R воспользуемся данными по упругому рассеянию. В соответствии с процедурой, описанной в работах $/23,24/$,

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 (\ell_{\text{max}} + 1)^2,$$

где λ - де-Бройлевская длина волны бомбардирующей частицы, а ℓ_{max} - максимальный входной угловой момент в полуклассической модели сильного поглощения. Этот момент определяется по соотношению

$$\ell_{\text{max}} = \eta \cdot \text{Cot}(\frac{1}{2} \theta_{1/4}),$$

где параметр Зоммерфельда $\eta = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{\hbar v}$, а $\theta_{1/4}$ -

угол, при котором $\sigma_{\text{упр}} / \sigma_{\text{рез}} = 1/4$. В нашем случае, как видно из *рис. 1*, $\theta_{1/4} = 112^\circ$ /штрих-пунктирная кривая/. Из величины $\theta_{1/4} = 112^\circ$ получаем $\ell_{\text{max}} = 36\hbar$ и, соответственно, $\sigma_R = 501 \text{ мбн}$.

Таким образом, в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ} /$ реакции передачи нуклонов дают существенный $\sim 60\%$ вклад в σ_R . Этот вывод качественно не меняется в том случае, если все зарегистрированные в опытах частицы с $Z=10$ отнести к упругому рассеянию. При этом, естественно, σ_R надо вычислять, основываясь на данных по $\sigma_{\text{упр}} / \sigma_{\text{рез}}$, представленных на *рис. 1* сплошной кривой. В этом случае $\ell_{\text{max}} = 28\hbar$ и $\sigma_R = 308 \text{ мбн}$, что дает для отношения сечения передач нуклонов к σ_R величину $\sim 40\%$.

Обратимся теперь к сечениям образования изотопов. На *рис. 4* они построены в зависимости от Q_{gg} с парными поправками в соответствии с соотношением $/1/$. Для случая ^{20}O энергия спаривания двух нейтронов, переданных в легкое ядро, не учитывалась, хотя в общем случае это следует делать в принятой нами схеме вычисления

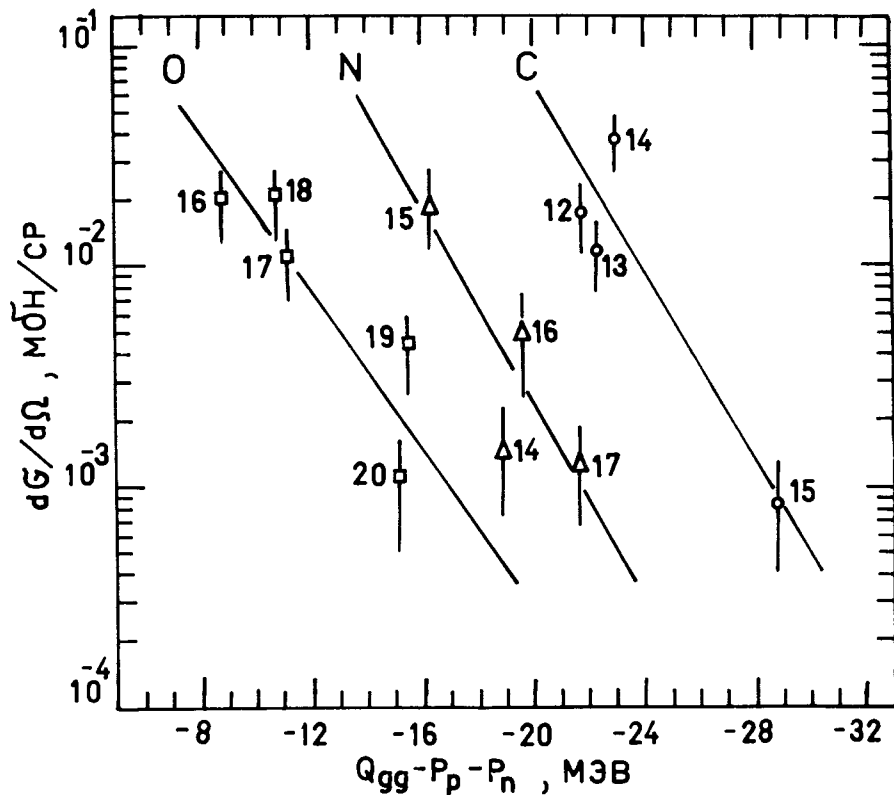


Рис. 4. Дифференциальные сечения образования изотопов C, N, O под углом 40° в зависимости от Q_{gg} с поправками на спаривание нейтронов и протонов.

парных поправок /25/. Дело в том, что образованию ^{20}O соответствует полная энергия возбуждения ~ 15 МэВ. При анализе реакций многонуклонных передач наиболее часто принимается, что E^* делится между продуктами реакций пропорционально их массам. В этом случае на долю ^{20}O приходится $E^* \sim 1,4$ МэВ, что существенно меньше энергии спаривания двух нейтронов в ^{20}O , равной 3,65 МэВ. Видимо, при образовании ^{20}O нейтроны передаются в основное состояние. Этот вывод находится в соот-

ветствии с получением в реакциях передач нуклонов таких слабосвязанных ядер, как, например, $^{19}\text{C}/^{19}\text{O}$.

На рис. 4 через точки для изотопов каждого элемента проведены прямые в соответствии с зависимостью /1/. Положение прямых определено по методу наименьших квадратов. Сдвиг между прямыми соответствует сумме $\Delta E_c + \Delta E_{rot}$. Эта величина при переходе от изотопа к изотопу меняется мало, и существенного влияния на наклон прямых не оказывает.

Хотя разброс точек относительно прямых и велик, можно говорить о приближенном выполнении зависимости /1/ для продуктов реакций в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ} /$. Значения параметра ядерной температуры T для системы $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ} /$, полученные из наклона прямых на рис. 4, приведены в табл. 3. Там же для сравнения

Таблица 3
Параметры эффективной ядерной температуры /МэВ/ при передаче нуклонов

Система	Элемент				
	Be	B	C	N	O
$^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} (110 \text{ МэВ})$	-	-	2,1	2,0	2,4
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} (174 \text{ МэВ})$	2,2	1,8	2,4	2,0	-

приведены значения T для системы $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 174 \text{ МэВ} /$ при угле наблюдения $12^\circ / 19 /$. Видно, что значения T для обеих систем практически совпадают. В то же время для системы $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ} /$ при образовании изотопов C, N, O $E^* = 15-25$ МэВ, а для системы $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 174 \text{ МэВ} /$ $E^* = 40-60$ МэВ. Таким образом, изменение E^* в 2-3 раза не приводит к изменению эффективной ядерной температуры T .

4.3. Некоторые особенности механизма реакций многонуклонных передач

Для реакций многонуклонных передач при энергиях, существенно превышающих V_i , широкое признание получило представление об образовании вращающейся двойной ядерной системы^{1/1}. Для образования этой системы нужна реализация состояния двух ядер, в котором относительно устойчиво уравниваются ядерные, кулоновские и центробежные силы.

На рис. 5а представлен потенциал взаимодействия для системы $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ /174 МэВ/ при разных входных орбитальных угловых моментах ℓ . Для ядерного потенциала взят потенциал, полученный в формализме плотности энергии на основе анализа широкого круга экспериментальных данных в работе /26/. Исходная энергия обозначена горизонтальной стрелкой. Видно, что эта энергия позволяет реализацию таких ℓ , при которых в суммарном потенциале получают своеобразные плато или очень неглубокие ямы в области поверхностного перекрытия ядер. Именно эти особенности потенциала взаимодействия могут привести к реализации относительно долгоживущей вращающейся двойной ядерной системы. Отметим, что наличие поверхностных потенциальных ям при взаимодействии тяжелых ионов детально рассматривалось в работе /27/.

Потенциал взаимодействия для системы $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ /110 МэВ/ представлен на рис. 5б. Видно, что исходная энергия не позволяет реализацию таких ℓ , которые приводят к плато в потенциале взаимодействия и образованию двойной ядерной системы. Этот вывод находится в соответствии с угловыми распределениями продуктов реакций, представленными на рис. 1. В реакциях при высоких относительно V_i энергиях угловые распределения продуктов существенно меняют свой вид с увеличением числа переданных нуклонов¹⁻⁴. При малом их числе угловые распределения имеют максимумы вблизи $\theta_{\text{рез}}$. С увеличением числа переданных нуклонов максимумы сдвигаются в сторону меньших углов и расширяются, что постепенно приводит к изотропным угловым распределениям. Такое поведение угловых распределений

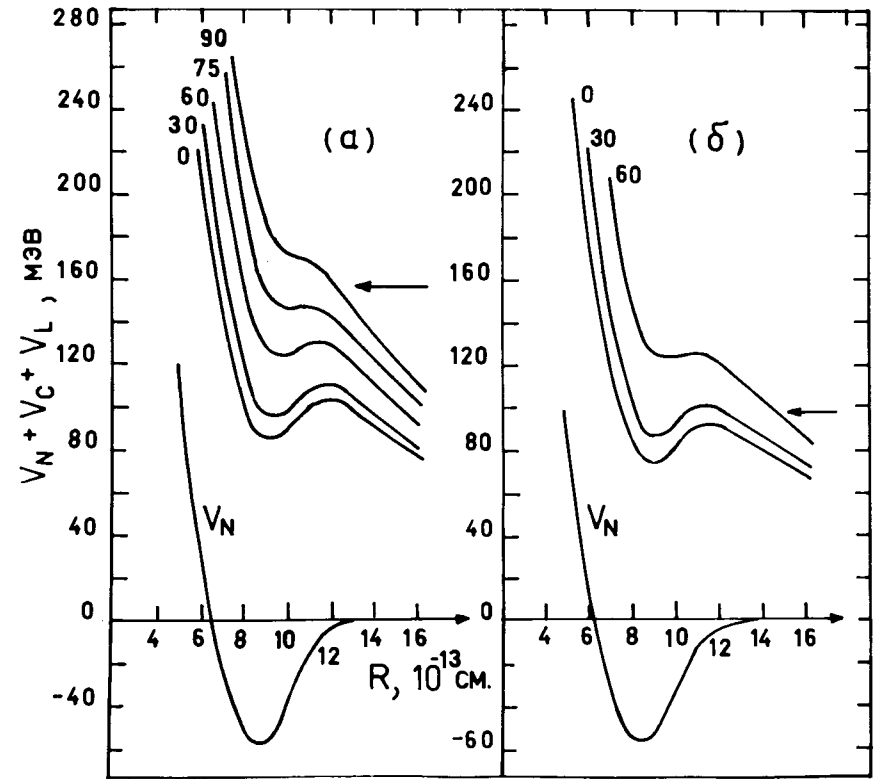


Рис. 5. Суммы ядерного, кулоновского и вращательного потенциалов для системы $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ /174 МэВ/ - /а/, /б/ - $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ /110 МэВ/. Цифрами у кривых указаны значения входных орбитальных угловых моментов. Горизонтальные стрелки обозначают исходные кинетические энергии. Нижние кривые представляют отдельно ядерный потенциал, полученный в соответствии с /26/.

получает естественное объяснение в рамках представления об образовании вращающейся двойной ядерной системы. В двойной системе передачу нуклонов от ядра к ядру удастся описать уравнениями диффузии. Соответственно, для передачи большого числа нуклонов требуется большее время. Во вращающейся системе это приводит к тому, что продукты передач разного числа

нуклонов будут иметь различные угловые распределения. Из рис. 1 видно, что угловые распределения продуктов реакций с разными Z подобны по форме, в отличие от того, что можно было бы ожидать при реализации вращающейся двойной ядерной системы. В качестве возможных механизмов ядерных реакций при облучении ^{197}Au ионами ^{20}Ne с энергией 110 МэВ можно указать прямые взаимодействия при касательных столкновениях, квантово-механическое отражение от барьера и попадание в потенциальную яму, соответствующую максимуму ядерного потенциала, при котором происходит слияние ядер.

Особого внимания заслуживает зависимость сечений образования изотопов от Q_{gg} , проявляющаяся и в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ}$. Эта зависимость получила теоретическое объяснение в предположении частичного статистического равновесия в системе взаимодействующих ядер /28/. Грубые оценки среднего времени нахождения бомбардирующей частицы в области действия ядерных сил для системы $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ}$ при отражении от вершины барьера или касательном столкновении с небольшим $\sim 1 \text{ Ф}$ перекрытием радиусов ядер дают величину $\sim 1 \cdot 10^{-21} \text{ с}$. Таким образом, за счет малой скорости относительного движения время взаимодействия ядер при малых энергиях оказывается близким к времени жизни двойных ядерных систем. Видимо, это обстоятельство обеспечивает установление частичного статистического равновесия и выполнение зависимости /1/ для системы $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ}$.

5. ВЫВОДЫ

1. В системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ}$ при $E_i / B_i = 1,06$ наблюдаются реакции многонуклонных передач со значительным изменением массы исходной частицы /вплоть до образования Be из Ne /.

2. Сумма сечений реакций передач нуклонов в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ}$ составляет около половины всего сечения ядерного взаимодействия.

3. Реакции многонуклонных передач вблизи B_i не проходят через стадию образования вращающейся двойной ядерной системы.

4. Для изотопов C , N , O , образующихся в системе $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne} / 110 \text{ МэВ}$, приближенно выполняется Q_{gg} -систематика сечений образования. Хотя E^* в этой системе в 2-3 раза меньше E^* в системе $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 174 \text{ МэВ}$, параметр эффективной температуры T , определяемый по наклону прямых в Q_{gg} -систематике сечений, для обеих систем практически одинаков и близок к 2 МэВ .

В заключение авторы выражают глубокую признательность Г.Н.Флерову за стимулирующий интерес к работе, В.Ф.Морозову - за изготовление кремниевых ΔE -детекторов. Авторы благодарны также коллективу 310-сантиметрового циклотрона ЛЯР ОИЯИ за обеспечение высокого качества пучка ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Volkov V.V. *Physics Reports C*, 1978 (in press).
2. Galin J. *J. de Physique*, 1976, 37, C5-83.
3. Moretto L.G., Schmitt R. *J. de Physique*, 1976, 37, C5-109.
4. Schroder W.U., Huizenga J.R. UR-NSRL-144, 1977; *Ann. Rev. Nucl. Sci.* (in press).
5. McIntyre J.A., Jobs F.P., Watts T.L. *Phys. Rev.*, 1960, 119, p. 1331.
6. Lozynski E. *Nucl. Phys.*, 1965, 64, p. 321.
7. Ложински Э., Чубуркова И.И. ОИЯИ, P7-3630, Дубна, 1967.
8. Goff P.D., Alexander J.M., Street K. *Phys. Rev.*, 1968, 165, p. 1380.
9. Ngo C. e.a. *Z. Physik A*, 1977, 283, p. 161.
10. Оганесян Ю.Ц. и др. *ЯФ*, 1974, 19, с. 486.
11. Artukh A.G. e.a. *Nucl. Phys.*, 1970, A160, p. 511.
12. Ngo C. e.a. *Nucl. Phys.*, 1975, A240, p. 353.
13. Артюх А.Г. и др. *ЯФ*, 1978, 27, с. 29.
14. Northcliffe L.C., Schilling R.F. *Nucl. Data Tables.*, 1970, A7, p. 233.
15. Artukh A.G. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1970, 83, p. 72.

16. Артюх А.Г. и др. ЯФ, 1973, 17, с. 1126.
17. Artukh A.G. e.a. Nucl.Phys., 1972, A192, p. 170.
18. Artukh A.G. e.a. Nucl.Phys., 1973, A211, p. 299.
19. Artukh A.G. e.a. Nucl.Phys., 1977, A283, p. 350.
20. Mathews G.J. e.a. Z.Physik A, 1977, 283, p. 247.
21. Ford K.W. e.a. Annals of Physics, 1959, 7, p. 239.
22. Rowley N. Nucl.Phys., 1975, A239, p. 134.
23. Blair J.S. Phys.Rev., 1954, 95, p. 1218.
24. Birkelund J.R. e.a. Phys.Rev., C, 1976, 13, p. 133.
25. Мухеев В.Л. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 255.
26. Ngo C. e.a. Nucl.Phys., 1975, A252, p. 237.
27. Шугун В.А. ЯФ, 1971, 14, с. 695.
28. Bondorf J.P. e.a. J. de Physique, 1971, 32, C6-145.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 марта 1978 года.