

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 3, Number 307 (2016), 170 – 176

STUDY OF ELASTIC SCATTERING OF ^{14}N IONS ON ^{16}O
AT ENERGIES NEAR THE COULOMB BARRIER

N.Burtebayev¹, Zh.K.Kerimkulov¹, N.Amangeldi³, D.K.Alimov^{1,2}, A.V.Yushkov²,
Y.S.Mukhamejanov², D.M.Janseitov³, B.Mauey³, A.Aymaganbetov³,
K.Zhagypar³, A.Pattaev⁴

¹INP, Almaty, Kazakhstan; ²KazNU, Almaty, Kazakhstan; ³ENU, Astana, Kazakhstan;

⁴IKTY, Turkestan, Kazakhstan

e-mail: Dilivo@mail.ru

Keywords: elastic scattering, light charged particles, diffuseness, optical potential, FRESCO, folding potential, cluster transfer.

Abstract. In this paper we studied the elastic scattering of ^{14}N ions on nuclei ^{16}O at energies 21 and 24.5 MeV. In the accelerator DC-60 a new method of registration and identification of the products of nuclear reactions ($\Delta E-E$ - method) was introduced. In the accelerator DC-60 was introduced a new method of registration and identification of the products of nuclear reactions ($\Delta E-E$ - method). An analysis of the angular distributions carried out using an optical model of the nucleus and folding models. The measurements with an accuracy of no more than 10 percent were performed. In the region of small angles the cross-section smoothly are falling with increasing scattering angle ranging from 90 degrees oscillations are observed. The analysis of experimental data on the elastic scattering ions of nitrogen at ^{16}O nuclei in the standard optical and folding models were carried out. The optimal values of the potential parameters were found.

УДК 524.1; 539.14/17

ИЗУЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ ^{14}N НА ЯДРАХ ^{16}O
ПРИ ЭНЕРГИИ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимкулов¹, Н.Амангелди³, Д.К. Алимов^{1,2}, А.В. Юшков²,
Е.С. Мухамеджанов², Д.М. Джансейтов³, Б.Мауей³, А.Аймаганбетов³,
К.Жагыпар³, А.Паттаев⁴

¹ИЯФ, Алматы, Казахстан; ²КазНУ, Алматы, Казахстан; ³ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан;

⁴МКТУ им А.Ясави, Туркестан, Казахстан

Ключевые слова: упругое рассеяние, легкие заряженные частицы, диффузность, оптический потенциал, FRESCO, фолдинг потенциал, передача кластера.

Аннотация. В данной работе исследовано упругое рассеяние ионов ^{14}N на ядрах ^{16}O при энергиях 21 и 24.5 МэВ. На ускорителе ДЦ-60 внедрена новая методика системы регистрации и идентификации продуктов ядерных реакций ($\Delta E-E$ - методика), основанная на одновременном измерении удельных потерь энергии заряженной частицы в веществе dE/dx и ее полной кинетической энергии E . Анализ угловых распределений проведен с использованием оптической модели ядра и фолдинг модели. Измерения выполнены с погрешностью не более 10 процентов. В области малых углов сечения плавно спадают с увеличением угла рассеяния, начиная с 90 градусов наблюдаются осцилляции, которые усиливаются в области больших углов. Проведен анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию азота на ядрах ^{16}O в рамках стандартной оптической и фолдинг модели. Найдены оптимальные значения параметров потенциала.

Введение. Эксперименты на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 по ядерной физике ориентированы, прежде всего, на получение недостающей информации о межъядерных потенциалах взаимодействия, с вкладом процесса упругой передачи в области задних углов. От значений потенциала в этой области сильно зависят скорости ядерных реакций, протекающие как в высокотемпературной плазме термоядерных реакторов, так и в звездах.

К настоящему моменту, механизмы формирования сечений упругого рассеяния тяжелых ионов на легких ядрах остаются противоречивыми и требуют более детальных исследований. В дифференциальных сечениях более ранних работ в области малых и средних углов наблюдаются слабые осцилляции, тогда как в углах обратного рассеяния они проявляются довольно резко, причем с ростом энергии налетающего иона, осцилляции усиливаются. Наблюдается также заметное увеличение сечений в области больших углов. Такое поведение угловых распределений упругого рассеяния тяжелых ионов плохо поддается теоретическому описанию в рамках стандартной оптической модели. Из этого следует, что в формирование сечений упругого рассеяния в данных процессах помимо чисто потенциального взаимодействия вносят вклад другие механизмы, которые необходимо учитывать при теоретическом анализе. В частности необходимо учитывать кластерную структуру исследуемых ядер и механизмы передачи кластеров.

Экспериментальная методика и результаты измерений. На ускорителе ДЦ-60 РГП ИЯФ РК (г. Астана) измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов ^{14}N на ядрах ^{16}O при энергиях 1,5 и 1,75 МэВ/нуклон в интервале углов 30° - 165° в системе центра масс.

Измерения проводились с использованием ΔE - E методики регистрации и идентификации частиц, основанная на одновременном измерении удельных потерь энергии заряженной частицы в веществе dE/dx и ее полной кинетической энергии E . В основе этого метода лежит уравнение Бете-Блоха, связывающее энергию вылетающей заряженной частицы с ее удельной ионизацией в веществе:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E}$$

где k – постоянная величина, слабо зависящая от сортов частиц, M и z – масса и заряд вылетающих частиц, E – энергия налетающей частицы.

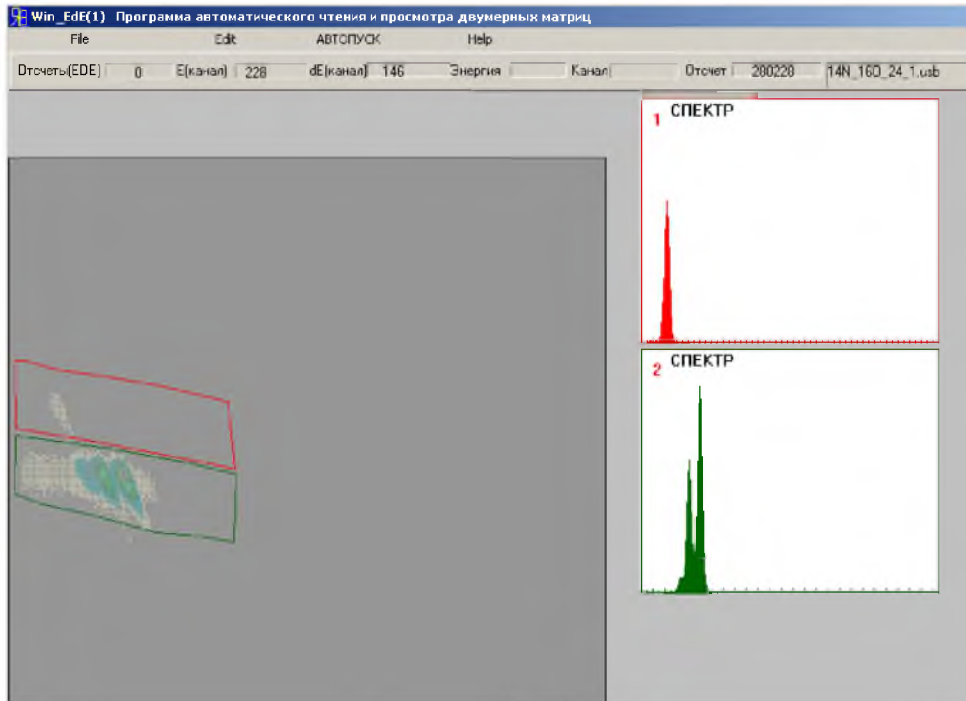
В эксперименте в качестве мишеней использовались тонкие пленки оксида алюминия (Al_2O_3) толщиной 30-40 мкг/см². Толщины кремниевых детекторов составляли 10 мкм (ΔE - детектор) и 200 мкм (E - детектор). Ток пучка варьировался в пределах 1 – 100 нА, в зависимости от угла рассеяния и загрузки электронной аппаратуры. Все измерения проводились на измерительно-вычислительном комплексе лаборатории, основой которого служит система многомерного анализа процессов на базе электронных блоков ORTEC и PC/AT [1]. На рисунке 1 представлены ΔE - E распределения продуктов взаимодействия ионов азота с мишенью.

Анализ и обсуждение результатов. Наиболее разработанным методом извлечения информации о потенциалах взаимодействия частиц с атомными ядрами остается феноменологический анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию на основе оптической модели ядра, обоснование и детальная математическая формулировка которой изложены в ряде работ [2].

В оптической модели влияние неупругих каналов учитывается феноменологическим введением мнимой поглощающей части в потенциал взаимодействия между сталкивающимися ядрами. В рамках этого подхода задача о рассеянии на многочастичной системе – ядре, сводится к более простому процессу – рассеянию в поле комплексного оптического потенциала, форма и величина которого определяются оптимизацией расчетных значений параметров модели с соответствующими экспериментальными данными. Формально, такая процедура связана с решением уравнения Шредингера

$$\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0$$

с комплексным потенциалом $U(r)$. Здесь $\mu = mA_p A_t / (A_p + A_t)$ – приведенная масса сталкивающихся ядер, A_p и A_t – массовые числа налетающего ядра и ядра мишени, m – масса нуклона, E – кинетическая энергия относительно движения в системе центра масс (с.ц.м).



Нижний локус – рассеянные ионы ^{14}N на ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al , верхний локус – ядра отдачи ^{16}O
 Рисунок – 1. ΔE - E распределения продуктов взаимодействия ионов азота с мишенью Al_2O_3 (угол рассеяния - 24 градуса)

Обычно расчеты ограничиваются только центральными потенциалами, зависящими лишь от расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер. Это оправдано тем, что, как показывают детальные теоретические исследования, спин-орбитальное взаимодействие не оказывает практически никакого влияния на дифференциальное сечение упругого рассеяния в области передних углов. Таким образом, оптический потенциал можно записать в виде

$$U(r) = V_c(r) - V(r) - i(W_V(r) + W_S(r))$$

Первый член представляет собой кулоновский потенциал. Так как рассеяние не чувствительно к конкретной форме распределения заряда, и, следовательно, нет никакой необходимости учитывать его диффузный край, то для практических целей достаточно брать кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы в виде

$$\begin{cases} V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_c} (3 - r^2 / R_c^2) & \text{для } r > R_c \\ V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} & \text{для } r < R_c \end{cases}$$

где $R_c = r_o (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ - кулоновский радиус, а Z_p и Z_t - заряды налетающей частицы и ядра мишени. Остальные члены формулы $\Delta\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U(r)]\Psi = 0$ описывают ядерное взаимодействие.

Обычно в качестве ядерного берется потенциал Вудса-Саксона с таким набором феноменологических параметров, при котором достигается наилучшее согласие с экспериментом, или потенциал, вычисленный теоретически на основе фундаментального нуклон-нуклонного взаимодействия.

В первом случае действительная часть задается в виде

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1}$$

мнимая объемная

$$W_V(r) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1}$$

и мнимая поверхностная

$$W_S(r) = -4a_D W_D \frac{d}{dr} \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_D}{a_D}\right) \right]^{-1}$$

Как видно из формул радиальная зависимость ядерного потенциала определяется Вудс-Саксоновским формфактором $\left[1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}$, где R_i и a_i – соответствующие радиус и диффузность, характеризующая скорость спадания потенциала. Вудс-Саксоновская параметризация соответствует предположению, что межъядерное взаимодействие соответствует распределению плотности нуклонов в ядре мишени.

Мнимый потенциал может быть объемным ($W_V \neq 0$, $W_D = 0$), поверхностным ($W_V = 0$, $W_D \neq 0$) или смешанным ($W_V \neq 0$, $W_D \neq 0$).

Теоретические расчеты выполнялись по программе SPI-GENOA [3]. Параметры ОП подбирались таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия между теоретическими и экспериментальными угловыми распределениями. Автоматический поиск оптимальных параметров ОП производился путем минимизации величины χ^2/N методом наименьших квадратов. В качестве исходных, были взяты параметры потенциала, предложенные в работе [4]. Для уменьшения неоднозначности мы старались не уходить далеко от рекомендованных значений геометрических параметров (r_V , a_V) реального потенциала. Для лучшего согласия с экспериментальными данными глубина мнимой части (W_D) лишь незначительно уменьшалась. Окончательные параметры потенциалов приведены в таблице 1.

Для ограничения неоднозначности оптического потенциала дополнительно был проведен анализ в рамках фолдинг модели. Потенциал двойной свертки (фолдинг потенциал) рассчитывается с учетом распределения ядерной материи как налетающего ядра, так и ядра мишени с использованием эффективного потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия (v_{NN}). Таким образом, фолдинг потенциал представляется в виде:

$$V_{DF}(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho_p(\mathbf{r}_1) \rho_t(\mathbf{r}_2) v_{NN}(\mathbf{r}_{12})$$

где $\rho_p(\mathbf{r}_1)$ и $\rho_t(\mathbf{r}_2)$ – плотности ядерной материи налетающего ядра и ядра мишени, соответственно. Гауссово распределение плотности для обоих ядер определяется как

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-\beta r^2)$$

где β корректируется таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальное значение для среднеквадратичного радиуса ядер $^{14}\text{N}=2,58$ фм и $^{16}\text{O}=2,71$ фм [5]. Значения ρ_0 могут быть получены из нижеследующего условия нормировки

$$\int \rho(r) r^2 dr = \frac{A}{4\pi}$$

где A массовое число. В расчетах эффективное нуклон-нуклонное (v_{NN}) взаимодействие бралось в форме МЗУ-взаимодействия, заданным как

$$v_{NN}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} + J_{00}(E) \delta(r) M \Delta B$$

где

$$J_{00}(E) = 276 [1 - 0.005 E_{Lab} / A_p] M \Delta B \Phi M^3$$

Оптимальное согласие теории с экспериментом достигалось варьированием нормировочного коэффициента N вещественной части и параметров мнимой части, найденных из анализа в рамках оптической модели (таблица 1). Отличие N от единицы может свидетельствовать о вкладе членов второго порядка по эффективным силам в реальную часть оптического потенциала. Анализ

проводился с использованием программы FRESKO [6]. Найденные параметры фолдинг потенциала и значения N представлены в таблице-1.

Для описания прямых механизмов в середине 50-х годов был развит метод искаженных волн (МИВ) или борновское приближение с искаженными волнами (DWBA). Это наиболее распространенная, хотя и не единственная модель для описания прямых ядерных реакций [7].

МИВ можно рассматривать как обобщение оптической модели на неупругие каналы. Изучая ядерные реакции, уже нельзя как в случае упругого рассеяния пренебрегать внутренней структурой взаимодействующих частиц. Волновую функцию в каждом канале реакции представляют в виде (например, для входного канала)

$$\Psi_i = \tilde{\Psi}_a \tilde{\Psi}_A \chi_i$$

где $\tilde{\Psi}_a$ и $\tilde{\Psi}_A$ - волновые функции, описывающие налетающую частицу и ядро-мишень, χ_i - волновая функция, описывающая относительное движение частиц в канале.

В МИВ используется тот факт, что налетающая частица передает свою энергию и импульс небольшому числу степеней свободы ядра. Это позволяет получить приближенное решение многочастичного уравнения Шредингера, используя теорию возмущений. Полный гамильтониан системы записывается в виде

$$H = H^0 + H^{res}$$

где H^0 - гамильтониан системы, состоящей из двух частиц, взаимодействие между которыми описывается оптическим потенциалом V^{opt} , H^{res} - гамильтониан остаточного взаимодействия, которое рассматривается как малое возмущение, переводящее систему в конечное состояние.

Процесс взаимодействия, таким образом, разбивается на 3 этапа:

1. Движение налетающей частицы в "искажающем" оптическом потенциале ядра-мишени;
2. Передача нуклонов под воздействием остаточного взаимодействия;
3. Движение вылетающей частицы в поле конечного ядра.

Амплитуда рассеянной волны имеет вид

$$f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = \frac{\mu_b}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_f(\vec{k}_b) | H^{res} | \Psi_i(\vec{k}_a) \rangle$$

где μ_b - приведенная масса, \vec{k}_a и \vec{k}_b - волновые вектора входного и выходного каналов, $\Psi_i(\vec{k}_a)$ и $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - волновые функции во входном и выходном канале, имеющие структуру (формула $H = H^0 + H^{res}$), причем $\Phi_f(\vec{k}_b)$ - оптическая волновая функция. В борновском приближении точную волновую функцию $\Psi_i(\vec{k}_a)$ заменяют на оптическую волновую функцию. Выражение для сечения имеет вид:

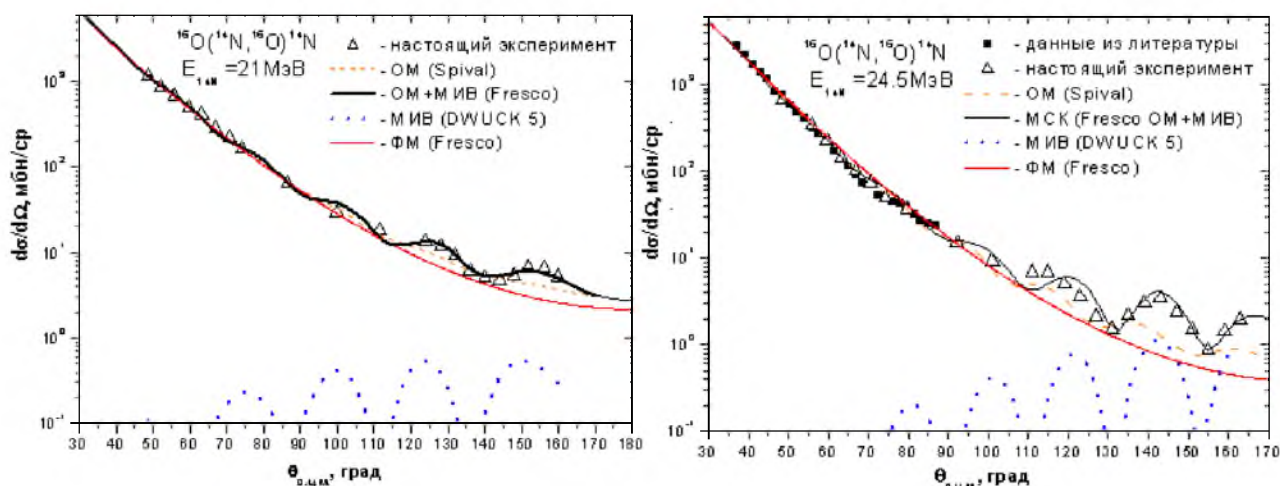
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{DWBA} = \left| \frac{\mu_a k_b}{\mu_b k_a} f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) \right|^2$$

Все вышеперечисленные формулы метода искаженных волн заложены в программы DWUCK5 и FRESKO с помощью, которых рассчитывались теоретические сечения. Как видно из рисунков учет механизма передачи кластеров в процессах $^{16}\text{O}(^{14}\text{N}, ^{16}\text{O})^{14}\text{N}$ позволил воспроизвести экспериментальные данные в полном угловом диапазоне.

Таблица 1 – Параметры оптического (ОП) и фолдинг потенциала (ФП) с коэффициентом нормализации $N_f = 0,9$

| a + A | E, МэВ | V, МэВ | Γ_v , фМ | a_v , фМ | W_D , МэВ | Γ_w , фМ | a_w , фМ | J_{V_s} , МэВ фМ ³ | J_{W_s} , МэВ фМ ³ |
|-------------------------------|---------|--------|-----------------|------------|-------------|-----------------|------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $^{14}\text{N}+^{16}\text{O}$ | ОП 21 | 82.0 | 1.33 | 0.403 | 8 | 1.08 | 0.55 | 448 | 25 |
| | ФП 21 | | | | 8 | 1.08 | 0.55 | | |
| | ОП 24.5 | 80 | 1.33 | 0.403 | 8 | 1.08 | 0.55 | 437 | 24 |
| | ФП 24.5 | | | | 8 | 1.08 | 0.55 | | |

Как видно из таблицы 1, объемные интегралы реальной части (J_v) найденные нами, находятся в пределах 400 - 500 МэВ фМ³. На рисунке 2 представлено сравнение экспериментальных данных с теоретически рассчитанными.



Квадраты и треугольники – экспериментальные данные, сплошная кривая – сечения, рассчитанные по программе FRESKO с учетом интерференции сечений упругого рассеяния и сечений механизма передачи дейтронного кластера (OM+МИВ); штриховая кривая – сечения, вычисленные по программе Spival (OM), точечная кривая – сечения, рассчитанные по программе DWUCK5 (МИВ) и сплошная (красная) линия сечения рассчитанные по ФМ

Рисунок 2 – Угловые распределения упругого рассеяния ^{14}N при энергиях 21 и 24.5 МэВ на ядрах ^{16}O

Заключение. Проведены эксперименты по упругому рассеянию ионов азота на ядрах ^{16}O при энергиях $E_{^{14}\text{N}} = 21$ и 24,5 МэВ в диапазоне углов от 30 до 165 градусов в системе центра масс с использованием ΔE - E - методики. Дифференциальные сечения в диапазоне углов до 90 градусов плавно спадают. В области больших углов наблюдаются осцилляции и подъемы сечений, связанные с кластерной структурой исследуемых ядер.

Из анализа экспериментальных данных в рамках оптической модели ядра и фолдинг модели найдены оптимальные, физически-разумные параметры оптического потенциала взаимодействия. В рамках метода искаженных волн проведен анализ упругого рассеяния с учетом вклада механизма передачи кластеров, который показал, что для процессов $^{16}\text{O}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{16}\text{O}$ в области больших углов, влияние данного механизма на формирование сечений рассеяния существенно.

Полученные экспериментальные и теоретические данные найдут применение при исследованиях процессов, протекающих в звездах, при разработке новых теоретических моделей в ядерной физике, а также будут полезны для характеристики процессов происходящих в высокотемпературной плазме термоядерных реакторов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Буртебаев Н.Т., Виноградов А.А., Вонгай А.Д., Дуйсебаев А.Д., Курашов А.А., Мазуров И.Б., Парамонов В.В., Прокофьев С.И., Сакута С.Б., Саньичев В.И., Сьтин Н.П., Чесалов А.А., Чуев В.И. Система многомерного анализа для исследования ядерных реакций на циклотроне ИЯФ АН КазССР // Известия АН КазССР, Серия физико-математическая. – 1975. – №2. – С.65-68.
- [2] Hodgson P.E. The nuclear optical model. // Report of Progress in Physics. – 1971. – V.34. – P.765-819.
- [3] F. Perey, SPI-GENOA. *An optical model search code (unpublished)*.
- [4] G.R. Satchler, W.G. Love, *Phys. Rep.* **55**, 183 (1979).
- [5] De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data and Nuclear Data Tables
- [6] I.J. Thompson, *Comput. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988), available at: <http://www.fresco.org.uk/>
- [7] Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Метод искаженных волн в реакциях со сложными частицами // ЭЧАЯ. – 1979. – Т.11, № 2. – С.342-410.

REFERENCES

- [1] Burtebayev N.T., Vinogradov A.A., Vongay A.D., Duisebayev A.D., Kurashov A.A., Mazurov I.B., Paramanov V.V., Prokovev S.I., Sakuta S.B., Sanichev V.I., Sytin N.P., Chesalov A.A., Chuev V.I. Sistema mnogomernogo analiza dlya issledovaniya yadernih reaktsiy na siklotrone INP ANH KazSSR // Izvestiya AN KazSSR, Seriya fiziko-matematicheskaya. – 1975. – №2. – S.65-68.

- [2] Hodgson P.E. The nuclear optical model. // Report of Progress in Physics. – 1971. – V.34. – P.765-819.
[3] F. Perey, SPI-GENOA. *An optical model search code (unpublished)*.
[4] G.R. Satchler, W.G. Love, *Phys. Rep.* **55**, 183 (1979).
[5] De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data and Nuclear Data Tables
[6] I.J. Thompson, *Comput. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988), available at: <http://www.fresco.org.uk/>
[7] Zelenskaya N.S., Teplov I.B. Metod iskazhennih voln v reakciyah so slozhnimi chastisami // ЭЧАЯ. – 1979. – Т.11, № 2. – S.342-410.

КУЛОНДЫҚ ТОСҚАУЫЛҒА ЖАҚЫН ЭНЕРГИЯЛАРДА ^{14}N ИОНДАРЫНЫҢ ^{16}O ЯДРОЛАРЫНАН СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ЗЕРТТЕУ

Н. Буртебаев¹, Ж.К. Керимқұлов¹, Н.Амангелді³, Д.К. Алимов^{1,2}, А.В. Юшков², Е.С. Мұхамеджанов²,
Д.М. Джансейтов³, Б.Мауей³, А.Аймағанбетов³, К.Жағышар³, А.Паттаев⁴

¹ЯФИ, Алматы, Қазақстан; ²эл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан;
³Л.Н.Гумелев атындағы ЕҰУ, Астана, Қазақстан; ⁴А.Ясауи атындағы ХҚТУ, Түркістан, Қазақстан

Тірек сөздер: серпімді шашырау, зарядталған жеңіл бөлшектер, диффузность, оптикалық потенциал, FRESKO, фолдинг потенциал, кластерлік алмасу.

Аннотация. Осы жұмыста 21 және 24.5 МэВ энергиялы ^{14}N иондарының ^{16}O ядроларынан серпімді шашырауы зерттелді. Ядролық реакция өнімдерін тіркеу және өңдеуге негізделген жаңа әдістер жүйесі ($\Delta E-E$ – әдісі) ДЦ-60 үдеткішіне енгізілді. Бұл әдіс толық кинетикалық энергиясы E болатын және зарядталған бөлшектердің зағтарда жоғалту энергиясын dE/dx бір уақытта өлшеуге негізделген. Олшемдемдер 10%-дан аспайтындай қателіктен өлшенді. 90° бұрыштан бастап осцилляциялар байқалады және бұрыш өскен сайын оның жиілігі артады, аз бұрыштарда дифференциалдық қималар бір қалыпты төмендейді. Бұрыштық таралу талдауы ядроның оптикалық моделі және фолдинг моделін қолдану арқылы жүргізілді. Оптикалық параметрлердің оптималды мәндері табылды.

Поступила 04.04.2016 г.