

Ю. Э. Пенионжкевич, В. В. Самарин, С. М. Лукьянов, В. А. Маслов, К. Борча

Быстрые альфа-частицы в реакции взаимодействия ^{48}Ca и ^{56}Fe с ядрами Ta и U

Взаимодействие двух сложных ядер может сопровождаться вылетом большого количества альфа-частиц. В энергетических спектрах этих частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, наблюдается несколько компонент. Одна из них — это испарительные частицы, вторая — высокоэнергетические, с направленным вперед угловым распределением и с максимальным выходом частиц при энергии, соответствующей скорости бомбардирующих ионов. Процесс испускания быстрых альфа-частиц из сталкивающихся и сливающихся ядер является чрезвычайно интересным с точки зрения получения холодных тяжелых ядер.

В реакциях на пучках ^{48}Ca и ^{56}Fe и мишенях ^{238}U и ^{181}Ta на магнитном анализаторе высокого разрешения (установка МАВР) [1] были измерены дифференциальные сечения вылета альфа-частиц в зависимости от энергии вылетевшей альфа-частицы. Проведен анализ данных, полученных в настоящем экспери-

менте, включая ранее опубликованные нами данные, полученные на пучках ^{22}Ne [2] и ^{48}Ca [3], с помощью кинематики двух- и трехтельного выходных каналов реакций. Энергетические спектры альфа-частиц для реакции $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$, измеренные под разными углами, вместе с расчетным спектром испарительных альфа-частиц из составного ядра показаны на рис. 1. Видно, что экспериментальные и расчетный спектры сильно различаются, что еще раз подтверждает факт значительного увеличения выхода альфа-частиц в области малых углов.

Эксперимент проводился на пучках ионов ^{56}Fe с энергией 320 МэВ на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ с мишенями ^{181}Ta и ^{238}U . Образующиеся в реакции альфа-частицы после вылета из мишени фокусировались дублетом квадрупольных линз на входе в магнитный анализатор, отделялись от первичного пучка и идентифицировались в фокальной плоскости детек-

Yu. E. Penionzhkevich, V. V. Samarin, S. M. Lukyanov, V. A. Maslov, K. Borcha

Fast Alpha Particles in Reactions of ^{48}Ca and ^{56}Fe with Ta and U Nuclei

The interaction of two complex nuclei can be accompanied by the emission of a large number of alpha particles. Several components are observed in energy spectra of these particles formed in reactions with heavy ions: one of them is evaporation particles, the other — high-energy particles with an angular distribution peaked forward and a maximum yield of particles at the energy corresponding to the velocity of bombarding ions. The emission of fast alpha particles in collision and fusion of nuclei is highly interesting in terms of the production of cold heavy nuclei.

The differential cross sections for the emission of alpha particles varying with the energy of an emitted alpha particle were measured in reactions with ^{48}Ca and ^{56}Fe beams and ^{238}U and ^{181}Ta targets using the high-resolution magnetic analyzer MAVR [1]. The experimental data, including the previously published data we obtained in experiments with ^{22}Ne [2] and ^{48}Ca [3] beams, were analyzed using the kinematics of two- and three-body reaction exit

channels. Figure 1 shows energy spectra of alpha particles for the $^{181}\text{Ta} + ^{22}\text{Ne}$ reaction measured at different angles together with the calculated spectrum of alpha particles evaporated from the compound nucleus. The experimental and calculated spectra are shown to differ greatly, which once again provides evidence for a significant increase in the yield of alpha particles in the region of small angles.

The experiment was performed with ^{56}Fe ion beams accelerated to 320 MeV and reacting with the ^{181}Ta and ^{238}U targets employing the JINR FLNR U400 cyclotron. Alpha particles produced in the reaction were emitted from the target and then focused by a doublet of quadrupole lenses upon entering the magnetic analyzer, separated from the primary beam, and identified in the focal plane of the detector system consisting of two semi-conductor telescopes. They were identified by the charge number Z and mass number A , their energy loss ΔE , and total energy E .

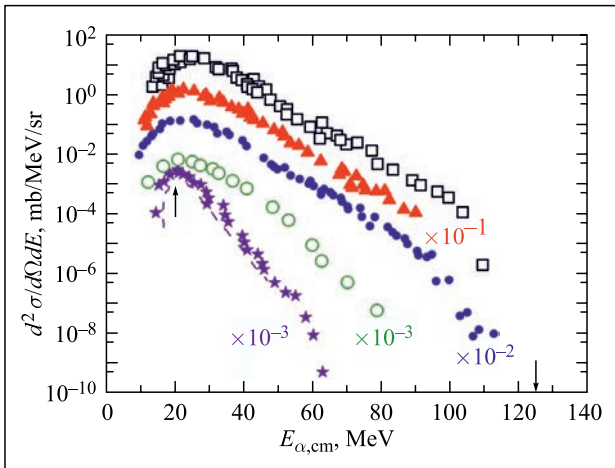


Fig. 1. Energy spectra of alpha particles measured at 0° (squares), 10° (triangles), 20° (dots), 40° (circles), 90° (stars) for the $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ reaction at the energy $E_{\text{lab}} = 178$ MeV ($E_{\text{cm}} = 158.7$ MeV) [2]. The dashed line shows a spectrum calculated at 90° within the compound nucleus evaporation model. The arrow at the top corresponds to the height of the Coulomb barrier in the exit channel $^{199}\text{Tl} + ^4\text{He}$ (20.3 MeV). The arrow at the bottom indicates the kinematic limit (125.4 MeV) of the two-body reaction channel in the center-of-mass system

Рис. 1. Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углами 0° (квадраты), 10° (треугольники), 20° (фиолетовые кружки), 40° (зеленые кружки), 90° (звезды) для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии $E_{\text{lab}} = 178$ МэВ ($E_{\text{cm}} = 158,7$ МэВ) [2]. Штриховой линией показан спектр, рассчитанный для угла 90° в модели испарения из компаунд-ядра. Стрелка вверх соответствует высоте кулоновского барьера выходного канала $^{199}\text{Tl} + ^4\text{He}$ 20,3 МэВ, стрелка внизу указывает кинематический предел двухтельного канала реакции в с. ц. м., равный 125,4 МэВ

торной системой, состоящей из двух полупроводниковых телескопов. Идентификация выполнялась по заряду Z и массовому числу A ядер, по потере ими энергии ΔE и их полной энергии E .

Дифференциальные сечения вылета под углом 0° альфа-частиц в реакциях $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, представленные на рис. 2, демонстрируют зависимость от заряда (и массового числа) ядра-мишени. Выход альфа-частиц существенно выше для более тяжелого ядра ^{238}U со слабо связанной альфа-частицей (энергия альфа-частиц, испускаемых при альфа-распаде, 4,27 МэВ, см., например, NRV [4]), стабильное ядро ^{181}Ta альфа-распада не испытывает. Максимальный выход альфа-частиц для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, как и для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, наблюдался при энергии альфа-частиц, соответствующей в систе-

Рис. 2. Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углом 0° в реакциях на мишенях ^{238}U (кружки, штриховая кривая и штриховые стрелки) и ^{181}Ta (треугольники, сплошные кривые и сплошные стрелки): а) для пучка ядер ^{56}Fe с энергией 320 МэВ; б) для пучков ядер ^{48}Ca с энергией 270 МэВ на мишени ^{238}U и с энергией 261 МэВ на мишени ^{181}Ta , данные из работы [3]; кривые проведены путем сглаживания данных сплайнами. Стрелки вверх указывают значения энергии, соответствующие в с. ц. м. энергии, равной высоте кулоновского барьера выходного канала «тяжелый фрагмент» + ^4He

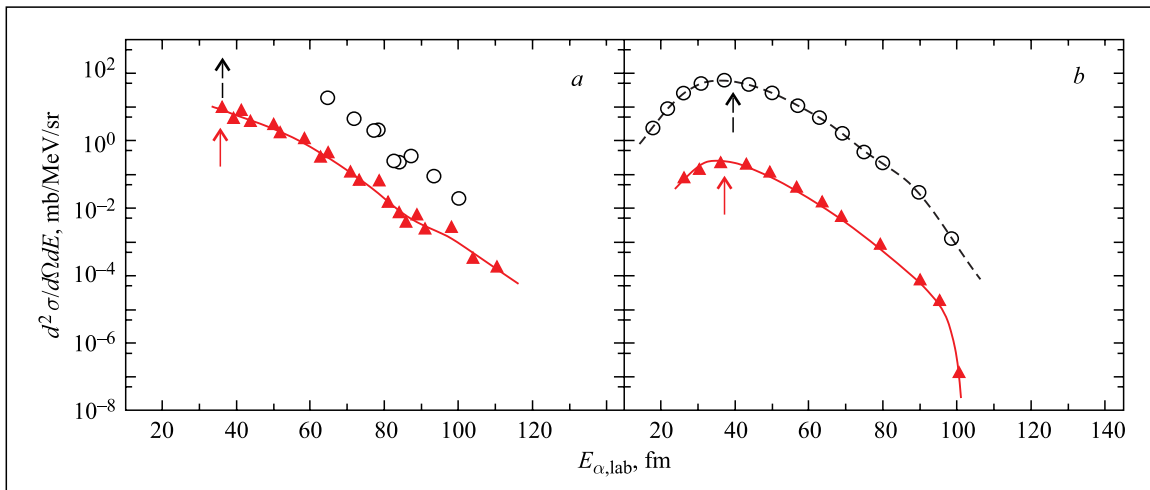


Fig. 2. Energy spectra of alpha particles measured at 0° in reactions with the ^{238}U (circles, a dashed curve, and dashed arrows) and ^{181}Ta targets (triangles, solid curves and solid arrows): a) for the 320-MeV beam of ^{56}Fe nuclei; b) for the beams of ^{48}Ca nuclei bombarding the ^{238}U target with the energy of 270 MeV and the ^{181}Ta target with 261 MeV (data taken from [3]). The curves are fitted to data with smoothing splines. The arrows at the top indicate the energy corresponding to that in the center of mass, which coincided with the height of the Coulomb barrier in the exit channel “a heavy fragment” + ^4He

ме центра масс энергии, равной высоте кулоновского барьера выходного канала «тяжелый фрагмент» + ^4He .

Дифференциальные сечения вылета альфа-частиц в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ под углом 0° представлены на рис. 3. Сечение образования альфа-частиц во всем диапазоне энергий оказалось близким для ядер-снарядов ^{22}Ne , ^{56}Fe с энергиями отделения альфа-частицы соответственно 9,7 и 7,6 МэВ [4]. Для нейтроноизбыточных ядер ^{48}Ca с аномально большой энергией отделения альфа-частицы 14,4 МэВ сечение образования альфа-частиц в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ существенно меньше, чем для ядер ^{22}Ne , ^{56}Fe . Таким образом, характер энергетических спектров альфа-частиц определяется, в основном, свойствами тяжелых ядер-мишеней и, в меньшей степени, свойствами ядер налетающего пучка.

В реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ энергии всех зарегистрированных альфа-частиц не превосходили соответствующих кинематических пределов двухтельного канала реакции. Ускорение спада сечения вылета альфа-частиц при приближении к такому пределу с большой вероятностью указывает именно на двухтельный выходной канал реакций. В реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ небольшая часть зарегистрированных альфа-частиц имела энергии, превосходящие двухтельный кинематический предел. Они могли быть испущены

The differential cross sections for the emission of alpha particles at the angle of 0° in the $^{56}\text{Fe} + ^{238}\text{U}$ and $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ reactions depicted in Fig. 2 show the dependence of the target nucleus on the charge (and mass number). The yield of alpha particles was substantially higher for the heavier nucleus ^{238}U with a weakly bound alpha particle (energy of alpha particles emitted during alpha decay was 4.27 MeV; see, for example, NRV [4]). The stable ^{181}Ta nucleus did not undergo alpha decay. The maximum yield of alpha particles from the $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ and $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ reactions, as from the $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ reaction, was observed when the energy of alpha particles corresponding to that in the center of mass coincided with the Coulomb barrier height in the exit channel “a heavy fragment” + ^4He .

Figure 3 shows the differential cross sections for the emission of alpha particles in the $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$, and $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ reactions at the angle of 0° . The production cross section of alpha particles in the entire energy range turned out to be similar for the two projectile nuclei ^{22}Ne and ^{56}Fe with the separation energies of alpha particles at 9.7 and 7.6 MeV, respectively [4]. With regard to neutron-rich ^{48}Ca nuclei with abnormally high al-

Рис. 3. Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углом 0° в реакциях на мишени ^{181}Ta с пучками ядер ^{56}Fe с энергией 320 МэВ (треугольники, сплошная кривая), ^{22}Ne с энергией 178 МэВ (квадраты, штриховая кривая) и ^{48}Ca с энергией 261 МэВ (кружки, штрихпунктирная кривая). Кривые проведены путем сглаживания данных сплайнами. Стрелками показаны энергия альфа-частиц, соответствующая кинематическим пределам двухтельных каналов реакций с ядрами ^{56}Fe (сплошная стрелка), ^{48}Ca (штрихпунктирная) и ^{22}Ne (штриховая). Точечная кривая для ядер ^{56}Fe — прогнозируемый вклад двухтельного канала $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{233}\text{Bk} + ^4\text{He}$, участок А за кинематическим пределом двухтельного канала может быть обусловлен вкладом трехтельного канала $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{221}\text{Pa} + ^4\text{He}$ с кинематическим пределом 136 МэВ

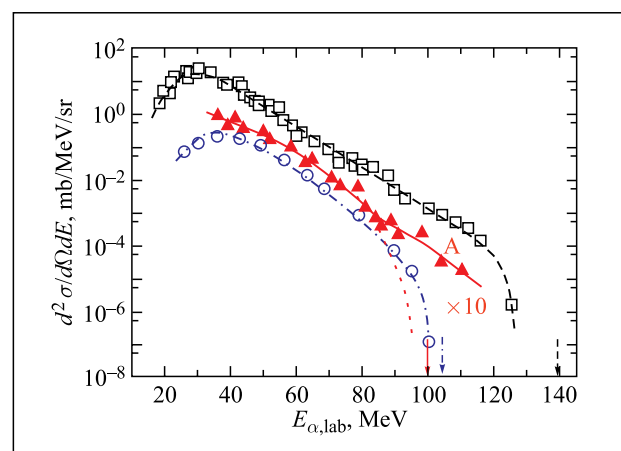


Fig. 3. Energy spectra of alpha particles measured at the angle of 0° in reactions involving the ^{181}Ta target and the beams of ^{56}Fe nuclei with the energy of 320 MeV (triangles, a solid curve), the 178-MeV beams of ^{22}Ne nuclei (squares, a dashed curve), and the 261-MeV beams of ^{48}Ca nuclei (circles, a dash-dotted curve). The curves are fitted to data with smoothing splines. The arrows indicate the energies of alpha particles corresponding to the kinematic limits of two-body channels for the reactions with ^{56}Fe (a solid arrow), ^{48}Ca (a dash-dotted arrow), and ^{22}Ne nuclei (a dashed arrow). The dotted curve for ^{56}Fe nuclei corresponds to the predicted contribution from the two-body channel $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{233}\text{Bk} + ^4\text{He}$; section A beyond the kinematic limit of the two-body channel may be due to the contribution from the three-body channel $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{221}\text{Pa} + ^4\text{He}$ with a kinematic limit of 136 MeV

pha-particle separation energy (14.4 MeV), the production cross section of alpha particles in the $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ reaction was significantly lower than that for the ^{22}Ne and ^{56}Fe nuclei. Therefore, energy spectra of alpha particles are mostly characterized by the properties of heavy target nuclei and, to a lesser extent, by the properties of a projectile.

The energies of all alpha particles registered in the $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ and $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ reactions did not exceed the corresponding kinematic limits of the two-body reaction channel. An accelerating decrease in the emission cross section of alpha particles, when approaching such a limit,

Рис. 4. Плотность вероятности (в с. ц. м. и в логарифмическом масштабе) альфа-частицы ядра ^{56}Fe ($a-c$) и ядра ^{181}Ta ($d-f$) при слиянии ядер $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ с энергией $E_{\text{lab}} = 320$ МэВ, $E_{\text{cm}} = 244$ МэВ, прицельный параметр столкновения равен 4 фм. Ходу времени соответствует порядок сверху вниз. Окружности соответствуют радиусам ядер, определяемым по формуле $R = 1,27 A^{1/3}$ фм

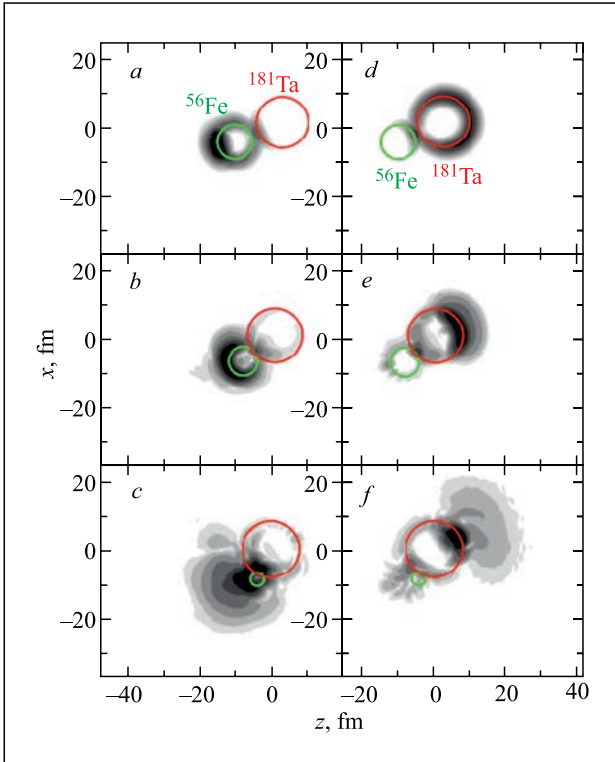


Fig. 4. The probability density (in the center-of-mass system and on a logarithmic scale) of an alpha particle of the ^{56}Fe nucleus ($a-c$) and ^{181}Ta nucleus ($d-f$) in the fusion of ^{56}Fe and ^{181}Ta nuclei at $E_{\text{lab}} = 320$ MeV, $E_{\text{cm}} = 244$ MeV in the laboratory system, an impact parameter being 4 fm. See from the top downwards. Circles correspond to nuclei radii determined by the formula $R = 1.27 A^{1/3}$ fm

points to the very two-body reaction exit channel. A small fraction of alpha particles registered in the $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ reaction had energies exceeding the two-body kinematic limit. They could be emitted in the three-body channel $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{221}\text{Pa} + ^4\text{He}$ with a kinematic limit of 136 MeV. Such three-body reaction channels leading to the formation of two heavy nuclei are the result of incomplete fusion of nuclei and the transfer of a considerable number of nucleons from the projectile nucleus to the target nucleus.

The theoretical analysis of the results was conducted using the time-dependent Schrödinger equation for alpha clusters in the projectile nucleus and target nucleus [5, 6]. The colliding nuclei overcome the Coulomb barrier and, after touching each other by their surfaces, overlap, resulting

in a three-body channel $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{221}\text{Pa} + ^4\text{He}$ with a kinematic limit of 136 MeV. Such three-body channels of reactions with the formation of two heavy nuclei are the result of incomplete fusion of nuclei and the transfer of a large number of nucleons from the projectile nucleus to the target nucleus.

Theoretical analysis of the obtained results was conducted using the non-stationary Schrödinger equation for alpha clusters of the projectile nucleus and target nucleus [5, 6]. In the course of collision, the nuclei overcome the Coulomb barrier and after contact, their surfaces begin to overlap, which leads to the redistribution of nucleons in the nuclei. For the description of this process, the simplest model was used: from the lighter projectile nucleus, a fraction of nucleons is transferred to the heavier target nucleus, which corresponds to the volume of the projectile nucleus inside the target nucleus. The equations of motion of the centers of mass of the nuclei included such a mass redistribution. In Fig. 4, examples of the evolution of the probability density of an alpha particle formed (with a certain probability) in the projectile nucleus ^{56}Fe ($a-c$) and target nucleus ^{181}Ta ($d-f$) in the collision of ^{56}Fe , ^{181}Ta nuclei with energy $E_{\text{lab}} = 320$ MeV, $E_{\text{cm}} = 244$ MeV and an impact parameter of 4 fm. As the nuclei approach each other, the increasing strength of the Coulomb field gradually changes the wave functions $\Psi(\mathbf{r}, t)$ and probability densities $|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2$ of alpha particles so that in each of the nuclei they shift farthest away from the approaching nucleus (Fig. 4, a and d). Due to the drastic change in the potential energy during the close contact of nuclei, the localization of the wave functions of alpha particles takes place, and their average energy increases (Fig. 4, b and e). As a result, alpha particles tunnel through the Coulomb barrier during the capture of the projectile nucleus by the target nucleus and fly out forward from the target nucleus

волновые функции $\Psi(\mathbf{r}, t)$ и плотности вероятности $|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2$ альфа-частиц так, что в каждом из ядер они смещаются в наиболее удаленную от приближающегося ядра часть (см. рис. 4, *a* и *d*). При тесном контакте ядер из-за резкого изменения потенциальной энергии происходит локализация волновых функций альфа-частиц, и их средняя энергия возрастает (см. рис. 4, *b* и *e*). В результате альфа-частицы туннелируют через кулоновский барьер на стадии захвата ядра-снаряда ядром-мишенью и вылетают в системе центра масс из ядра-мишени вперед, а из ядра-снаряда — назад (см. рис. 4, *c* и *f*). Локализация альфа-частиц в ядре ^{56}Fe в области, удаленной от ядра-мишени, с образованием из них кластера ^{12}C может служить причиной трехтельного канала реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{221}\text{Pa} + ^4\text{He}$. Образующееся ядро ^{12}C не захватывается ядром-мишенью, а вылетает назад в системе центра масс.

В нестационарном подходе установлены два механизма вылета неравновесных альфа-частиц при слиянии ядер: из более легкого ядра-снаряда (где меньше вероятность формирования альфа-кластера) назад в системе центра масс и из более тяжелого ядра-мишени (где вероятность формирования альфа-кластера больше) вперед, которые могут соответствовать кинематической модели двух источников [7]. Показано, что

«выбивание» альфа-частиц из ядра-мишени становится вероятным при захвате ядром-мишенью ядра-снаряда с $Z \leq 20$ или передаче ему от ядра-снаряда с $Z > 20$ некоторого критического заряда (числа протонов) в ходе многонуклонных передач (или неполного слияния ядер).

Список литературы

1. Maslov V.A., Kazacha V.I., Kolesov I.V., Lukyanov S.M., Melnikov V.N., Osipov N.F., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K., Sobolev Yu. G., Voskoboinik E.I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 724. P. 012033.
2. Пенионжкевич Ю. Э., Герлик Э. и др. // ЭЧАЯ. 1986. Т. 17. С. 165.
3. Mendibaev K., Hue B.M., Lukyanov S.M. et al. JINR Preprint E7-2017-66. Dubna, 2017.
4. NRV: Nuclear Reactions Video. Low Energy Nuclear Knowledge Base. <http://nrv.jinr.ru/nrv/>.
5. Самарин В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. С. 1388 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. P. 1124].
6. Самарин В.В. // ЯФ. 2018. Т. 81. С. 458; [Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 486].
7. Загребяев В.И., Пенионжкевич Ю. Э. // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24, вып. 2. С. 295.

in the center-of-mass system but backward from the projectile nucleus (Fig. 4, *c* and *f*). The localization of alpha particles in the ^{56}Fe nucleus in the region far away from the target nucleus leading to the formation of the ^{12}C cluster may be assigned as being the origin of the three-body reaction channel $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{221}\text{Pa} + ^4\text{He}$. The formed ^{12}C nucleus was not captured by the target nucleus but emitted in the backward direction in the center-of-mass system.

Within the non-stationary approach, two mechanisms were established for the emission of non-equilibrium alpha particles during the fusion of nuclei: one from a lighter projectile nucleus (where the probability of the formation of an alpha cluster is lower) in the backward direction in the center-of-mass system and the other from a heavier target nucleus (where the probability for the formation of an alpha cluster is higher). Both can correspond to the kinematic model for the two sources [7]. The “knocking out” of alpha particles from the target nucleus was shown to most likely occur during the capture of the projectile nucleus with $Z \leq 20$ by the target nucleus or the transfer to the latter of a certain critical charge (number of protons) from the projectile nucleus with $Z > 20$ during multi-nucleon transfer (or incomplete fusion of nuclei).

References

1. Maslov V.A., Kazacha V.I., Kolesov I.V., Lukyanov S.M., Melnikov V.N., Osipov N.F., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K., Sobolev Yu. G., Voskoboinik E.I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 724. P. 012033.
2. Penionzhkevich Yu. E., Gerlik E. et al. // Part. Nucl. 1986. V. 17. P. 165.
3. Mendibaev K., Hue B.M., Lukyanov S.M. et al. JINR Preprint E7-2017-66. Dubna. 2017.
4. NRV: Nuclear Reactions Video. Low Energy Nuclear Knowledge Base. <http://nrv.jinr.ru/nrv/>.
5. Samarin V.V. // Izv. Akad. Nauk, Ser. Fiz. 2014. V. 78. P. 1388 [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. P. 1124].
6. Samarin V.V. // Yad. Fiz. 2018. V. 81. P. 458 [Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 486].
7. Zagrebayev V.I., Penionzhkevich Yu.E. // Part. Nucl. 1993. V. 24, Iss. 2. P. 295.