

ВЫСТРОЕННОСТЬ ЯДРА $^{16}\text{O}(3^-)$, ОБРАЗОВАННОГО В РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

© 2024 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾, В. М. Лебедев¹⁾, Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾

Поступила в редакцию 20.12.2023 г.; после доработки 20.12.2023 г.; принята к публикации 20.12.2023 г.

Угловая зависимость выстроенностей ядра $^{16}\text{O}(3^-, 6.13 \text{ МэВ})$, образованного в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ при энергиях α -частиц 30.3 МэВ, рассчитана с учетом механизмов реакций, определяющих сечение образования ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, и сопоставлена с экспериментальными значениями выстроенностей, восстановленными из измеренных функций угловых $y\gamma$ -корреляций. Установлено, что механизмы образования возбужденного ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ существенно влияют на его ориентационные характеристики. Максимальные по амплитуде выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ в обеих реакциях наблюдаются в той области углов вылета конечных частиц, в которой основной вклад вносят прямые механизмы. При этих углах рассчитанные выстроенности удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

DOI: 10.31857/S0044002724030198, EDN: IVMTQX

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование ориентированных ядер представляет собой значительный интерес для ядерной физики, так как оно дает весьма ценные сведения о спиновой зависимости ядерных сил, о спинах, четностях и магнитных моментах возбужденных состояний ядер и т.д.

В ядерных реакциях типа $(x, y)B^*(\gamma)$ конечное возбужденное ядро с ненулевым спином J становится ориентированным, даже если в начальной системе спиновые состояния заселены равномерно. Основными ориентационными характеристиками ядра, имеющими физическую интерпретацию, являются заселенности магнитных подуровней и параметры ориентации F_k ($k = 1, \dots, 2J$) [1]. Эти параметры представляют собой полиномы от средних значений степеней проекции спина J на ось квантования, нормированные так, что $0 \leq |F_k| \leq 1$. Максимальные значения F_k достигаются при $M = J$.

Параметры F_1 и F_2 используются наиболее часто, так как они непосредственно определяют взаимодействие ядер с электромагнитным полем: F_1 — энергию взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем, а F_2 энергию взаимодействия квадрупольного момента ядра с неоднородным электрическим полем. Ядра называют поляризованными, если хотя бы один из F_k с нечетным k отличен от нуля. Если все F_k с нечетным k равны нулю, но хотя бы один из F_k с четным k отличен от нуля, ядра называют выстроенными.

Параметр дипольной ориентации F_1 называется поляризацией ядер, а квадрупольной F_2 выстроенно-

стью. Они имеют конкретный физический смысл: поляризация характеризует преимущественную ориентацию спинов ядер параллельно оси квантования, а выстроенность — вдоль этой оси без учета ее направления.

Введение выстроенности необходимо, потому что в некоторых методах поляризации получают образцы, в которых число ядер в состояниях, отличающихся только знаком M , одинаково. Это соответствует нулевому параметру дипольной ориентации $F_1 = 0$, но отличной от нуля выстроенности F_2 . Отметим, что при изотропном распределении проекций спина выстроенность равна нулю, а ее отрицательные значения описывают состояния с преимущественной ориентацией спинов в плоскости, перпендикулярной выбранной оси квантования.

В настоящей работе экспериментальные значения выстроенности определяются на основе спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра в возбужденном состоянии, найденных из функции угловой корреляции ее продуктов [2]. Если падающие на ядро частицы не поляризованы, а поляризация конечных частиц не регистрируется, экспериментальные функции угловой корреляции позволяют восстановить только четные компоненты спин-тензоров. Нами выполнено исследование угловой зависимости выстроенности (параметра F_2) ядра $^{16}\text{O}(3^-, 6.13 \text{ МэВ})$, образованного в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ при энергиях α -частиц 30.3 МэВ. Экспериментальные значения неприводимых спин-тензоров $\rho_{2k}(\theta_y)$ матрицы плотности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, определяющие выстроенность F_2 , восстановлены из экспериментальных функций угловых $y\gamma$ -корреляций, измеренных нами ранее [3, 4]. Используются также результаты работы [5], подтверждающие наличие в $^{16}\text{O}(3^-)$ α -кластерных и оболоч-

¹⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Россия.

* E-mail: galan_lidiya@mail.ru

чечных конфигураций, при этом каждая из конфигураций связана с механизмами реакций $(\alpha, y)^{16}\text{O}(3^-)$. Эти механизмы, согласно [5], определяют сечение образования ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ в согласии с экспериментальным.

В следующем разделе приводятся выражения, связывающие выстроенность с неприводимыми спин-тензорами матрицы плотности ядра и позволяющие получить ее экспериментальные значения. В разд. 3 экспериментальные данные о выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в обеих реакциях, сопоставлены с расчетными теоретическими аналогами. В заключении проведено краткое суммирование полученных результатов.

2. СВЯЗЬ ВЫСТРОЕННОСТИ ОРИЕНТИРОВАННОГО ЯДРА СО СПИН-ТЕНЗОРАМИ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Параметры ориентации F_k с точностью до нормировочного коэффициента совпадают с компонентами тензорной поляризации ядра $T_{k0}(\theta_y)$ с нулевой проекцией [1]:

$$\tilde{F}_2 = \frac{2J+1}{\sqrt{5}} \sqrt{\frac{(J+1)(2J+3)}{J(2J-1)}} T_{20}. \quad (1)$$

Тензорная поляризация $T_{k0}(\theta_y)$ определяется на основе неприводимых спин-тензоров $\rho_{2k}(\theta_y)$ матрицы плотности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, которые восстановлены нами из экспериментальных функций угловых $y\gamma$ -корреляций [2]. В экспериментах [3, 4] при восстановлении $\rho_{2k}(\theta_y)$ использовалась “лабораторная” (ЛС) система координат (СК) с осью Z , параллельной падающему пучку, и плоскостью XZ , совпадающей с плоскостью реакции. Выстроенность определяется в СК с осью OZ' , перпендикулярной плоскости реакции, и осью OX' , направленной по импульсу падающего пучка. Переход в эту СК из ЛС осуществлен тремя последовательными поворотами на углы Эйлера $\alpha = \pi/2$, $\beta = \pi/2$, $\gamma = \pi$. В результате тензорная поляризация $T_{20}(\theta_y)$ определена через спин-тензорные компоненты $\rho_{2k}(\theta_y)$ ядра выражением [2]

$$T_{20}(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \sum_{\pm k'} \frac{\rho_{2k'}(\theta_y)}{\rho_{00}(\theta_y)} \cdot D_{k'0}^2(\pi/2, \pi/2, \pi), \quad (2)$$

где $\rho_{00}(\theta_y) \equiv d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное сечение реакций.

Подстановка выражения (2) в (1) позволяет рассчитать выстроенность возбужденного ядра $^{16}\text{O}(3^-)$.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНОЙ ВЫСТРОЕННОСТИ ОРИЕНТИРОВАННОГО ЯДРА $^{16}\text{O}(3^-)$ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ

Мы рассчитали выстроенности $F_2^{(\alpha, y)}$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ с учетом механизмов, которые согласно [5] (рис. 1) сум-

марно определяют дифференциальное сечение образования этого ядра. Для неупругого рассеяния $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ это механизм связи каналов (МСК), прямой механизм (ПМ) передачи тяжелого кластера ^{12}C и механизм составного ядра (СЯ). Для (α, t) -реакции — ПМ, учитывающий когерентную сумму амплитуд срыва протона и передачи тяжелого кластера ^{12}C , и механизм СЯ. Диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы реакций $A(\alpha, y)^{16}\text{O}(3^-)$, представлены на рис. 2.

Расчеты неприводимых спин-тензоров $\rho_{2k}(\theta_y)$ матрицы плотности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в обеих реакциях, для МСК и ПМ выполнены с помощью модифицированного кода FRESKO [6]. Вклад механизма СЯ определен в коде TALYS [7].

Необходимые для расчетов параметры оптических потенциалов, коэффициент связи каналов $O_{g.s}^+ \leftrightarrow 3^-$ для МСК, параметры потенциалов связанных состояний, спектроскопические амплитуды в вершинах распада для ПМ и параметры, определяющие сечение механизма СЯ в модели Хаузера—Фешбаха [8], взяты из [5] и не варьировались в расчетах.

Суммарная выстроенность $F_2^{(\alpha, y)}(\theta_y)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ при наличии нескольких механизмов его образования определяется суммой парциальных выстроенностей от каждого механизма.

Для неупругого рассеяния $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$

$$F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha) = F_2^{\text{МСК}} + F_2^{\text{ПМ}} + F_2^{\text{СЯ}}. \quad (3a)$$

Для реакции $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$

$$F_2^{(\alpha, t)}(\theta_t) = F_2^{\text{ПМ}} + F_2^{\text{СЯ}}, \quad (3b)$$

где ПМ учитывают когерентное влияние механизмов срыва протона и передачи кластера ^{12}C .

Парциальная выстроенность ядра $F_2^i(\theta_y)$ для механизма i нормирована с учетом относительного вклада этого механизма в полное дифференциальное сечение реакции $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_y)$ [2]:

$$F_2^i(\theta_y) = \tilde{F}_2^i(\theta_y) \frac{\frac{d\sigma^i}{d\Omega}(\theta_y)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_y)}, \quad (4)$$

где $\tilde{F}_2^i(\theta_y)$ рассчитывается по формулам (1), (2), $\frac{d\sigma^i}{d\Omega}(\theta_y)$ — дифференциальное сечение механизма i .

На рис. 3 для обеих реакций показаны суммарные выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ вместе с парциальными выстроенностями $F_2^i(\theta_y)$ отдельных механизмов, рассчитанных в соответствии с (4).

В неупругом рассеянии α -частиц ядро $^{16}\text{O}(3^-)$ образуется в передней полусфере за счет механизмов МСК и СЯ и незначительным вкладом ПМ при углах $\theta_\alpha > 150^\circ$. Соответствующие этим механизмам парциальные выстроенности вместе с суммарной $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ представлены на рис. 3a.

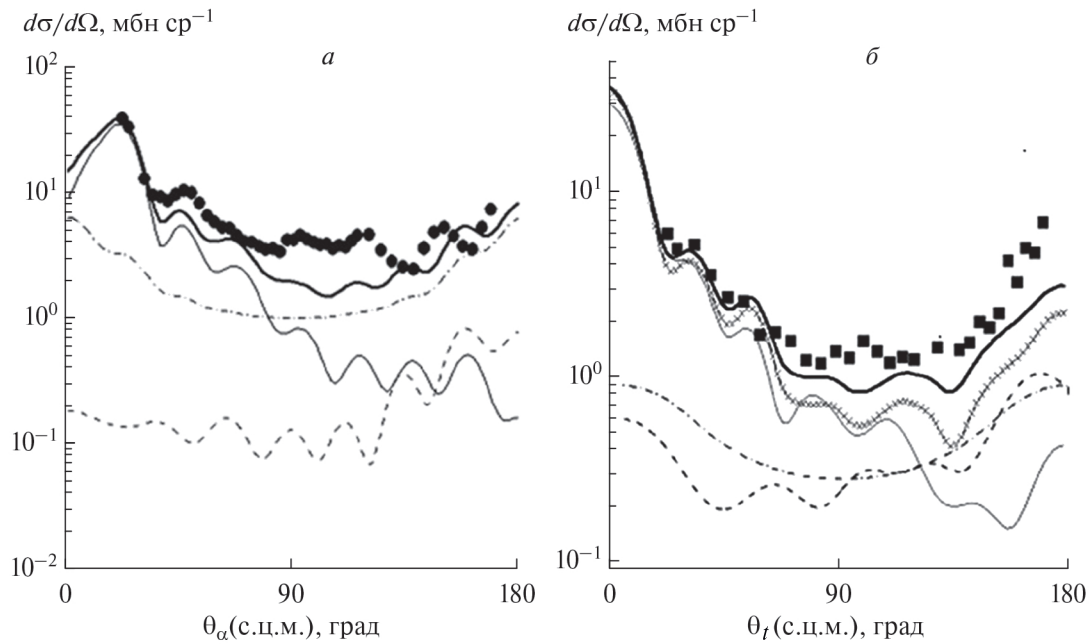


Рис. 1. Дифференциальные сечения $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ (а) и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ (б) реакций, рассчитанные в [5], в сравнении с экспериментальными (черные точки) [3, 4]. Сечения отдельных механизмов показаны кривыми: сплошная тонкая — МСК (а), срыв протона (б); штриховая — передача кластера ^{12}C ; штрихпунктирная — механизм СЯ; кривая с крестами (б) — сечение прямых механизмов при когерентном суммировании их амплитуд; сплошная жирная кривая — полное сечение.

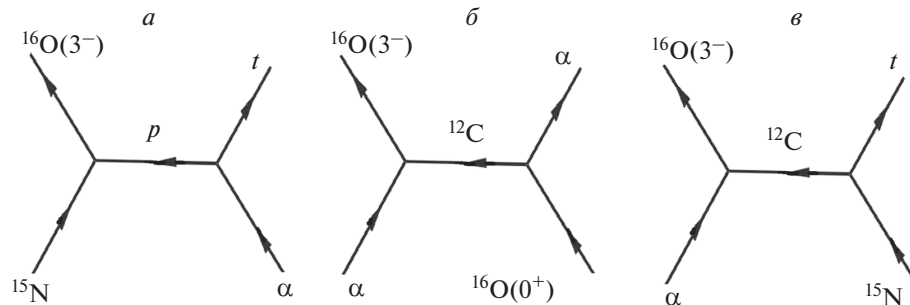


Рис. 2. Полусные диаграммы, иллюстрирующие прямые механизмы срыва протона (а) и передачи кластера ^{12}C в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ (б) и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ (в).

Доминирующая при $\theta_\alpha < 70^\circ$ парциальная выстроенность $F_2^{\text{МСК}}$ имеет осциллирующую форму, не соответствующую экспериментальной. При увеличении θ_α в области углов $70^\circ < \theta_\alpha < 140^\circ$ вклад $F_2^{\text{СЯ}}$ увеличивает амплитуду рассчитанной $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ и улучшает ее согласие с экспериментом как по амплитуде, так и по знаку.

Влияние ПМ сказывается на $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ только на углах θ_α , больших 90° . Отметим, что учет $F_2^{\text{ПМ}}$ при $\theta_\alpha > 160^\circ$ делает значения рассчитанной $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ отрицательными в соответствии с экспериментальными.

В целом, для неупругого рассеяния α -частиц нам не удалось получить согласие рассчитанной выстроенности $F_2^{(\alpha, \alpha')}(\theta_\alpha)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$ с экспериментальной.

Угловая зависимость выстроенности $F_2^{(\alpha, t)}(\theta_t)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в (α, t) -реакции, представлена на рис. 3б. Прямые механизмы вносят определяющий вклад в сечение (α, t) -реакции при всех углах (рис. 1б). Парциальная выстроенность $F_2^{\text{ПМ}}$, обусловленная когерентной суммой прямых механизмов срыва и передачи тяжелого кластера, по форме согласуется с экспериментальной и отрицательна за исключением углов вылета тритонов

$$145^\circ < \theta_t < 150^\circ.$$

Последнее обстоятельство означает, что спин ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в этой реакции, ориентирован преимущественно в плоскости реакции.

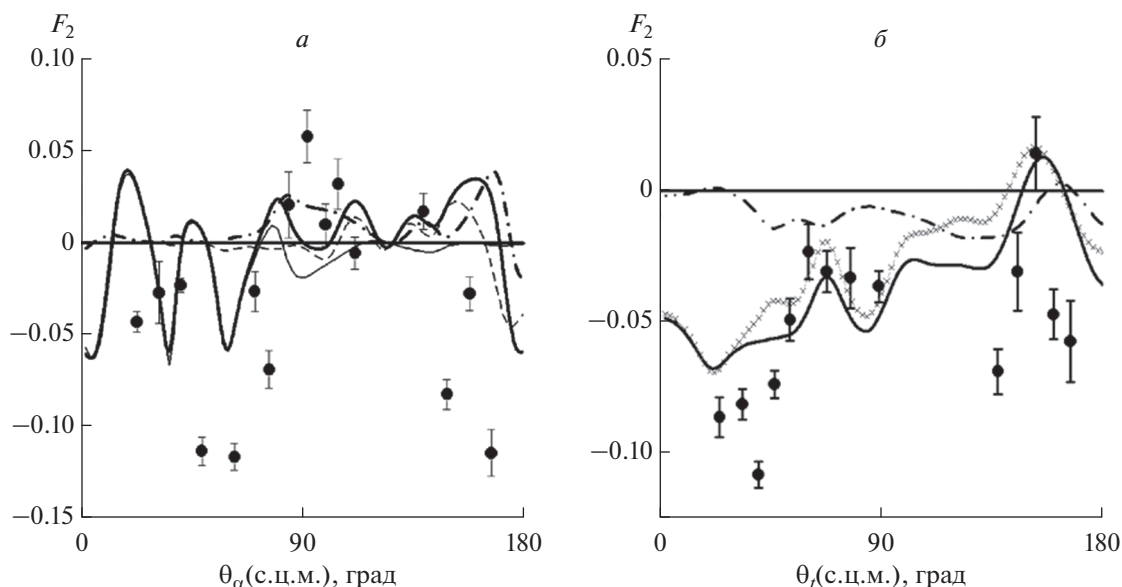


Рис. 3. Выстроенности F_2 ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, рассчитанные в настоящей работе (сплошные жирные кривые), в сравнении с экспериментальными (черные точки) [4]. Парциальные выстроенности отдельных механизмов показаны кривыми: сплошная тонкая (а) — МСК, штриховая (а) — передача кластера ^{12}C , штрихпунктирная — механизм СЯ, кривая с крестами (б) — когерентная сумма прямых механизмов.

Парциальная выстроенность $F_2^{\text{СЯ}}$, связанная с механизмом СЯ, незначительно влияет на форму полной выстроенности $F_2^{(\alpha,t)}(\theta_t)$ ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, что соответствует малому вкладу механизма СЯ в дифференциальное сечение реакции. Рассчитанная $F_2^{(\alpha,t)}(\theta_t)$ согласуется с экспериментальной.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено исследование угловой зависимости выстроенности ядра $^{16}\text{O}(3^-)$, образованного в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(3^-)$ и $^{15}\text{N}(\alpha, t)^{16}\text{O}(3^-)$ при энергии α -частиц 30.3 МэВ. Экспериментальные значения выстроенности, восстановленные из экспериментальных функций угловых $y\gamma$ -корреляций [2], сопоставлены с расчетными для всех механизмов реакций, дающих основной вклад в дифференциальные сечения реакций образования ядра $^{16}\text{O}(3^-)$.

Сопоставление расчетных ориентационных характеристик с экспериментальными позволило сделать вывод о влиянии механизмов образования возбужденного ядра на его ориентационные характеристики. Расчеты показали, что основное влияние на выстроенность возбужденного ядра — продукта реакций (α, α') и (α, t) — оказывают прямые механизмы: срыв протона и передача тяжелого кластера. В той области углов вылета конечных частиц, в которой основной вклад в сечение обеих реакций вносят эти механизмы, рассчитанные выстроенности удовлетворительно со-

гласуются с экспериментальными: в неупругом рассеянии α -частиц только в области больших углов вылета α -частиц, для (α, t) -реакции — при всех углах вылета тритонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г. Р. Хуцишвили, УФН **53**, 381 (1954); doi: 10.3367/UFNr.0053.195407b.0381
2. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
3. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **59**, 597 (1996) [Phys. At. Nucl. **59**, 565 (1996)].
4. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, В. О. Кордюкевич, ЯФ **61**, 5 (1998) [Phys. At. Nucl. **61**, 1 (1998)].
5. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **86**, 124 (2023) [Phys. At. Nucl. **85**, 850 (2022)]; doi: 10.31857/S0044002723010208
6. I. J. Tompson, Comput. Phys. Rep. **7**, 167 (1988); <http://www.fresco.org.uk/>
7. A. Koning, S. Hilaire, and M. Duijvestijn, AIP Conf. Proc. **769**, 1154 (2005); https://tendl.web.psi.ch/tendl_2019/talys.html
8. W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).

THE ALIGNMENT OF THE $^{16}\text{O}(3^-)$ NUCLEUS FORMED IN REACTIONS WITH ALPHA PARTICLES

L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾, N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾

¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

The angular dependence of the alignment of the $^{16}\text{O}(3^-, 6.13 \text{ MeV})$ nucleus formed in the reactions $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha) ^{16}\text{O}(3^-)$ and $^{15}\text{N}(\alpha, t) ^{16}\text{O}(3^-)$ at α -particle energies of 30.3 MeV was calculated taking into account the reactions' mechanisms that determine the cross section for the formation of the $^{16}\text{O}(3^-)$ nucleus and is compared with the experimental values of the alignments reconstructed from the measured functions of angular $y\gamma$ -correlations. It has been established that the formation mechanisms of the $^{16}\text{O}(3^-)$ nucleus significantly affect its orientation characteristics. The maximum amplitude alignment of the $^{16}\text{O}(3^-)$ nucleus in both reactions is observed in the region of final particle emission angles in which direct mechanisms make the main contribution. At these angles, the calculated alignments are in satisfactory agreement with the experimental ones.