НОВЫЕ ПОДХОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ТЕОРИИ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР И ОПИСАНИИ РЕАКЦИЙ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ИХ СТОЛКНОВЕНИЯМИ

Эффект нарушения Т-инвариантности

в дейтрон-дейтронном рассеянии с двойной поляризацией

- Дискретные симметрии по отношению к инверсии пространства (*P*), обращению времени (*T*) и зарядовому сопряжению (*C*) играют ключевую роль в теории фундаментальных взаимодействий. Нарушение *CP*-симметрии требуется для объяснения барионной асимметрии Вселенной.
- *СР*-нарушение (эквивалентно *T*-нарушению при условии *СРТ*-инвариантности), наблюдаемое в физике каонов, *B* и *D*-мезонов в рамках Стандартной модели (СМ), недостаточно для объяснения этой асимметрии. То есть должны существовать источники *СР*-нарушения вне СМ.
- *Т*-неинвариантные *Р*-четные *T*-invariance Violating parity Conserving (TVPC) эффекты отсутствуют на уровне фундаментальных взаимодействий в рамках СМ.
- Сигналом нарушения Т-инвариантности при сохранении Р-четности (TVPC) в dd-рассеянии является компонента полного сечения, обусловленная взаимодействием векторнополяризованного и тензорно-поляризованного дейтронов.
- ТVPС сигнал впервые вычислен в dd-рассеянии при энергиях на нуклон 0.1-1.2 ГэВ, а также при более высоких энергиях, соответствующих ускорительному комплексу NICA (Дубна).
 Расчет выполнен на основе дифракционной теории Глаубера с полным учетом спиновой структуры сталкивающихся частиц.

- Показано, что в dd-рассеянии, в отличие pd- и ³Hed-рассеяния, вклад в TVPC сигнал дает только один тип Т-нарушающего NN-взаимодействия, не исчезающего на массовой поверхности. Этот результат важен для выделения неизвестной константы TVPC взаимодействия из соответствующих экспериментов.
- Экспериментальные измерения dd-рассеяния с двойной поляризацией и возможность поиска нарушения Т-инвариантности рассматриваются коллаборацией SPD-NICA.



TVPC Энергетическая зависимость сигнала в dd-рассеянии при энергиях, соответствующих условиям SPD-NICA. Показан эксперимента вклад S-волны дейтрона и полный Sс учетом И D-волн. расчет Редже-параметризация Использована NN-амплитуд [A. Sibirtsev et al., Eur. Phys. J. A 45, 357 (2010)].

Yu.N. Uzikov et al., Int. J. Mod. Phys. E 33, 2441003 (2024);M.N. Platonova, Yu.N. Uzikov, Chin. Phys. C 49, 034108 (2025).

Исследование короткодействующих корреляций нуклонов в ядрах

Рассчитаны одно- и двухнуклонные импульсные распределения в ядрах ³Не и ³Н на основе дибарионной модели 2N и 3N сил, эффективно учитывающей ненуклонные степени свободы. Исследованы свойства полученных распределений и отличия от традиционных моделей.

Результаты интерпретированы в свете недавних экспериментов по электрорасщеплению ядер А=3.



O.A. Rubtsova, V.N. Pomerantsev, M.N. Platonova, Int. J. Mod. Phys. E (2025); DOI: 10.1142/S0218301324410301.

Исследование дипольной поляризуемости ядра ⁴He в ab initio подходе – модели оболочек без инертного кора (МОБИК)

Е1-поляризуемость системы определяется как:

Проблемы:

 $\alpha_E = \frac{8\pi}{9} \sum_k \frac{B(E1; J_0 \to J_k)}{E_k - E_0}$

1. Чрезвычайно медленная сходимость значения поляризуемости. Требуется учесть огромное число состояний спектра в широком диапазоне энергий.

2. Е1-переходы идут между состояниями разной четности; для вычисления их амплитуд нужно использовать волновые функции из разных расчетов с $J^{\pi} = 0^+$ (g. s.) и с $J^{\pi} = 1^-$.

Поэтому до сих пор прямой расчет Е1-поляризуемости был проведен только для дейтрона.

Модель оболочек без инертного кора (МОБИК, NCSM)

Используется базис детерминантов Слейтера, содержащих осцилляторные ВФ. Решается А-нуклонное уравнение Шредингера. Решение сводится к нахождению собственных значений и собственных функций матрицы гамильтониана

базиса 10¹⁰×10¹⁰.

$$\psi_{i} = \begin{vmatrix} \psi_{n_{1}l_{1}j_{1}m_{1}}(r_{1}) & \dots & \psi_{n_{A}l_{A}j_{A}m_{A}}(r_{1}) \\ \dots & \dots & \dots \\ \psi_{n_{1}l_{1}j_{1}m_{1}}(r_{A}) & \dots & \psi_{n_{A}l_{A}j_{A}m_{A}}(r_{A}) \end{vmatrix}.$$

Ограничения базиса задаются условием $\sum_{k=1}^{n} 2n_k + l_k \leq N_{\max}^{sum}$.

На современных суперкомпьютерах достигаются размерности

Размер базиса состояний 1⁻.ядра ⁴Не



В расчетах использовался нуклон-нуглонный потенциал Daejeon16.

Дипольная силовая функция



Сходимость значения дипольной поляризуемости



α_E=0.0782(+0.0006,-0.0003) fm³. Эксперимент: 0.072(4); 0.076(8)

P. Yin, A.M. Shirokov, P. Maris et al., Physics Letters B 855 (2024) 138857

Вычисление сечений полного набора сечений резонансных ядерных реакций, протекающих через образование компаундядра 8Be на основе результатов ab initio расчетов

Методика. Вычисление асимптотических характеристик состояний ядер

Нормированная волновая функция кластерного канала записывается в виде: $\Psi_A = \hat{N}^{-1/2} \hat{A} \{\Psi_{A_1} \Psi_{A_2} \varphi_l(\vec{
ho})\}_{JM_A}$,

Она строится из компонентов $\Psi_A = (1/W) \hat{A} \{ \Psi_{A_1} \Psi_{A_2} \varphi_{nlm}(\vec{\rho}) \}_{JM_J},$

содержащих ВФ кластеров, рассчитанные в рамках МОБИК и осцилляторные ВФ относительного движения. Решается задача представления этих функций в виде суперпозиции детерминантов Слейтера. В рамках этого формализма строятся кластерный формфактор:

$$\Phi_l(\rho) = \left\langle \Psi \middle| N^{-1/2} \hat{A} \{ \Psi_{A_1} \frac{1}{\rho^2} \delta(\rho - \rho') Y_{lm}(\Omega_{\rho'}) \Psi_{A_2} \} \right\rangle.$$

Для определения ширины пкзонанса и асимптотического нормировочного $\frac{\Phi'_{l}(r)}{\Phi_{l}(r)} = \frac{\Xi'_{l}(r)}{\Xi_{l}(r)};$ коэффициента используется процедура сшивки логарифмических производных:

 $\Xi(r) = \sqrt{F^2(r) + G^2(r)}. \qquad \text{При этом:} \qquad ANC = \frac{\Phi_l(r)}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^2 = \frac{\hbar^2}{W_{-\eta, l+1/2}(2kr)} \ ; \qquad \Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k_0} \Big(F_l^2(\rho_m) + G_l^2(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^{-1} \Big(\Phi_A^{c_\kappa}(\rho_m)\Big)^{$

Эта методика получила название: Метод Ортогональных Функций Кластерных Каналов.

В рамках метода ортогональных функций кластерных каналов проведены ab initio вычисления ширин всех реальных и виртуальных бинарных каналов распада резонансов ядра ⁸Ве вплоть до энергии возбуждения `25 МэВ. В расчетах использовалась МОБИК с потенциалом Daejeon16.

На основе полученных в этих расчетах данных в рамках R-матричной теории вычислены сечения полного набора сечений резонансных ядерных процессов, протекающих через образование компаунд-ядра 8Ве. Использовался вариант R-матричной теории, реализованный в программе AZURE2.

Вычислены сечения процессов: ⁷Li + p \rightarrow ⁴He + ⁴He, ⁷Be + n \rightarrow Li + p, ⁷Be + n \rightarrow ⁴He + ⁴He, ⁶Li + d \rightarrow ⁴He + ⁴He, ⁶Li + d \rightarrow ⁷Li + p, ⁶Li + d \rightarrow ⁷Li + p, ⁶Li + d \rightarrow ⁷Be + n, ⁶Li + d \rightarrow ⁷Be + n, ⁶Li + d \rightarrow ⁴He + ⁴He^{*}, ⁶Li + d \rightarrow ⁶Li + d, ⁶Li + d \rightarrow ⁵Li + ³H, ⁶Li + d \rightarrow ⁵He + ³He. Эти данные, естественно, легко распространяются на обращенные по времени реакции. При анализе выхода конечных продуктов реакций учтены вероятности вторичных бинарных распадов.

Полученные сечения реакций, индуцированных столкновениями ⁷Li + р и ⁶Li + d с испусканием дейтронов (упругое рассеяние), нуклонов и альфа-частиц, довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Некоторые из результатов могут служить критерием надежности экспериментальных данных.

Показано, что выход тритонов гелионов в реакциях ⁶Li + d \rightarrow ⁵Li + ³H, ⁶Li + d \rightarrow ⁵He + ³He определяется, в основном, одновременным трехчастичным распадом резонансов 8Be. Уровень достигнутых результатов не имеет аналогов в мировой научной литературе.

D.M. Rodkin,Yu.M. Tchuvil'sky, Int. J. Mod. Phys. E, 33, № 12, (2024) 2441008-1-2441008-8; Yu.M. Tchuvil'sky, D.M. Rodkin, Int. J. Mod. Phys. E, 33, № 12, (2024) 2441019-1-2441019-13.



Полное сечение реакции 7Be(n,p)7Li (слева). Вклады резонансов с фиксированным J: пунктирная линия – суммарное сечение для набора 2[–] резонансов, штрихпунктирная – суммарный вклад остальных резонансов (справа)



Полные сечения реакции 7Li(p,4He)4He: экспериментальные данные непосредственных измерений и пересчитанные из двух работ с использованием соотношения детального баланса (слева). Полные сечения реакции 4He(4He,p)7Li; использованы экспериментальные данные из двух указанных работ.



То же для реакций 7Be(n,4He)4He и 4He(4He,p)7Li.



Инклюзивное сечение выхода 7Ве (слева и справа) и эксклюзивные сечения для реакций 6Li(d,n)7Be и 6Li(d,n)7Be* для ħΩ =15 МэВ (правая панель).



То же для выхода 7Li (слева и справа) в реакциях 6Li(d,p)7Li и 6Li(d,p)7Li*



Инклюзивное сечение выхода 7Li (слева и справа) и эксклюзивные сечения реакций 6Li(d,p)7Li и 6Li(d,p)7Li* для ħΩ =15 МэВ (правая панель).



Сечение реакции 6Li(d,4He)4He и вклады резонансов с фиксированным J (левая панель). Сечения различных реакций 6Li(d,3H)X с образованием 3H (правая панель).

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!



Вычисленное инклюзивное сечение реакции 6Li + d → X + 3He его сравнение с оцененными данными.