

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ И  
МЕТОДЫ ТЕОРИИ СИММЕТРИИ В ЯДЕРНОЙ И  
СУБЪЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ.  
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В 2023 ГОДУ**



# Метод определения параметров многоканальных резонансов на основе объединения дискретизованных спектров

1 В гауссовом базисе решается задача на собственные значения для матрицы гамильтониана и находится дискретизованный спектр:

$$\det \|H_{ij} - EI_{ij}\| = 0 \Rightarrow \{E_j\}_{j=1}^N$$

2. Уплотнение спектра относительно сдвига параметров базиса. Объединение  $M$  спектров одной размерности:

$$\left\{ \left\{ E_j^m \right\}_{j=1}^N \right\}_{m=1}^M$$

3. Проинтегрированная спектральная плотность (ПСП) определяется через число состояний  $K$  с энергией меньшей или равной  $E$ :

$$X(E) = \int_{-\infty}^E \rho(E') dE' = K(E_j \leq E), \quad \text{при уплотнении:} \quad X(E) = \frac{1}{M} K(E_j^m \leq E).$$

Отдельные ПСП  $X(E)$  и  $X_0(E)$  для полного и асимптотического гамильтонианов зависят от размерности базиса  $N$  и не имеют конечного предела при  $N \rightarrow \infty$ , но предел их разности существует и определяет сумму собственных фазовых сдвигов многоканальной задачи:

$$\pi[X(E) - X_0(E)] = \sum_v \delta_v(E)$$

# Модельная двухканальная задача со сдвинутыми порогами

$$V(r) = \begin{pmatrix} 15e^{-0.5r^2} & 5e^{-r^2} \\ 5e^{-r^2} & 15(2r^2 - r - 1)e^{-r^2} \end{pmatrix}, E_{\text{thr}} = 15.$$

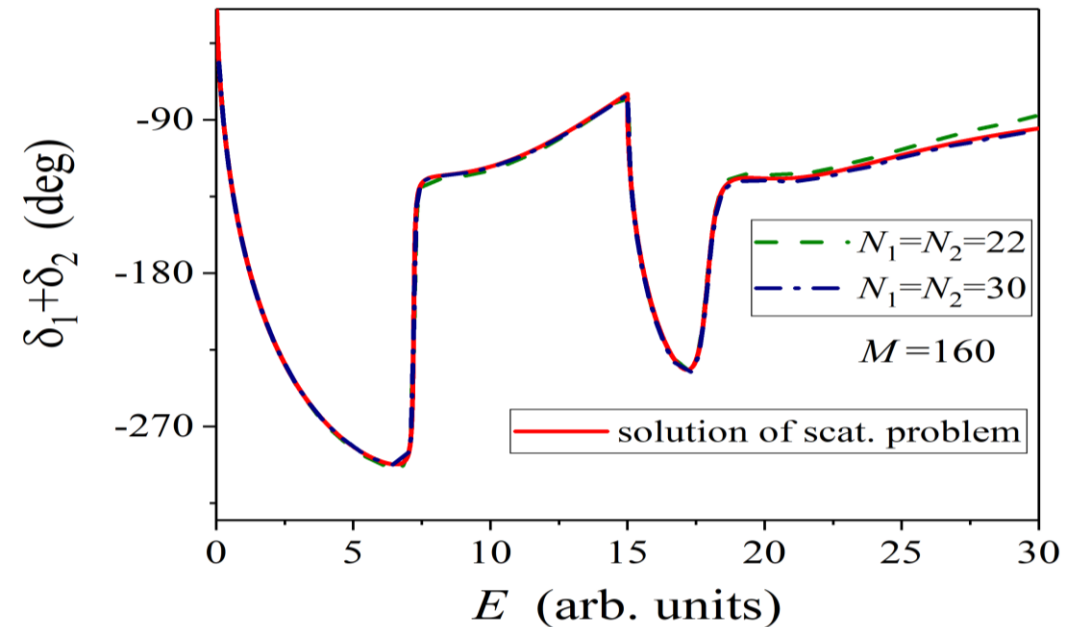
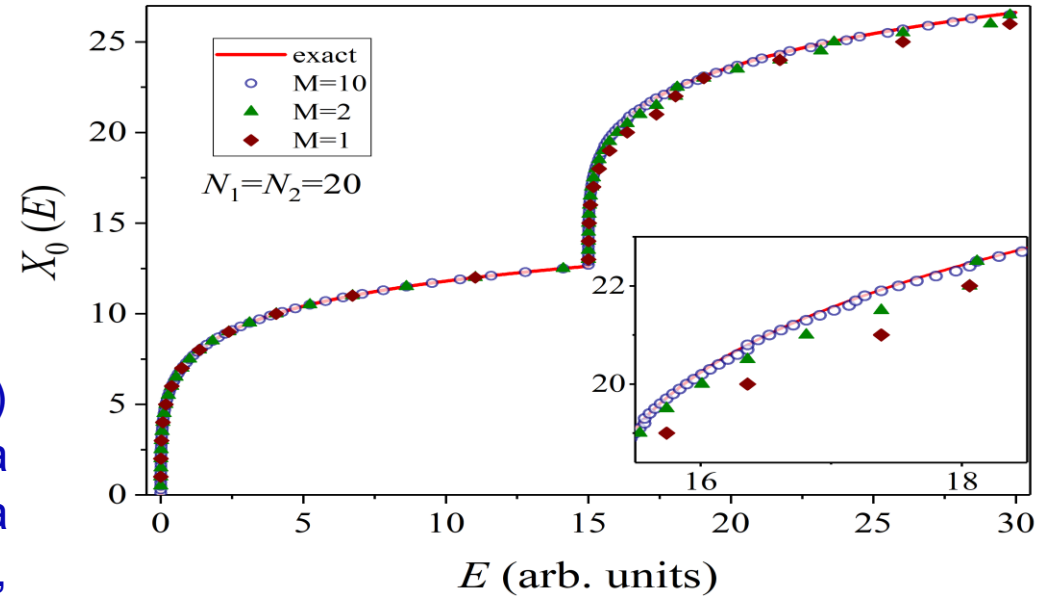
В таком потенциале есть два резонанса.

Сходимость проинтегрированной плотности  $X_0(E)$  для асимптотического гамильтониана двухканальной задачи при увеличении фактора уплотнения  $M$ . При  $E < E_{\text{thr}}$  второй канал закрыт, спектр простой, и точки всех спектров ложатся на общую кривую

Сумма собственных фазовых сдвигов рассеяния:

$$\delta_1(E) + \delta_2(E) \approx \pi[X(E) - X_0(E)].$$

Сумма собственных фазовых сдвигов, полученная из объединения 160 спектров



# Определение параметров резонансов

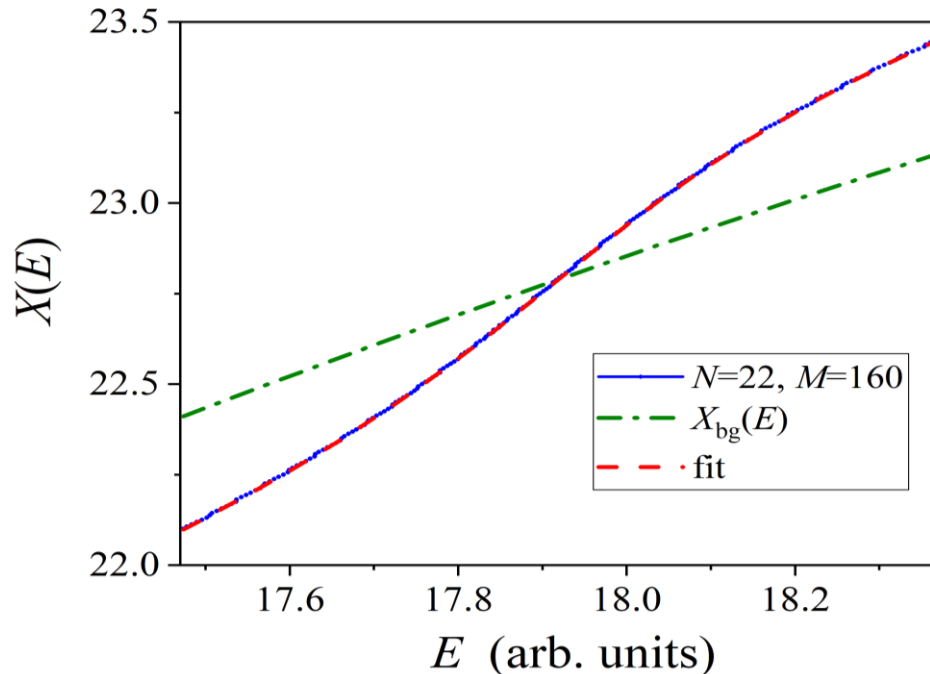
Параметризации суммы собственных фазовых сдвигов в окрестности резонанса:

$$\sum_{\nu} \delta_{\nu}(E) = \arctan\left(\frac{E - E_R}{\Gamma/2}\right) + f_{bg}. \quad (\text{аналог формулы Брейта-Вигнера для сечения})$$

ПСП асимптотического гамильтониана  $X_0(E)$  может рассматриваться как часть фона  $f_{bg}$ , поэтому параметры резонанса можно определять непосредственно из одной ПСП  $X(E)$  для полного гамильтониана:

$$X(E) = \frac{1}{\pi} \arctan\left(\frac{E - E_R}{\Gamma/2}\right) + X_{bg}.$$

Такой способ определения параметров резонансов является наиболее простым

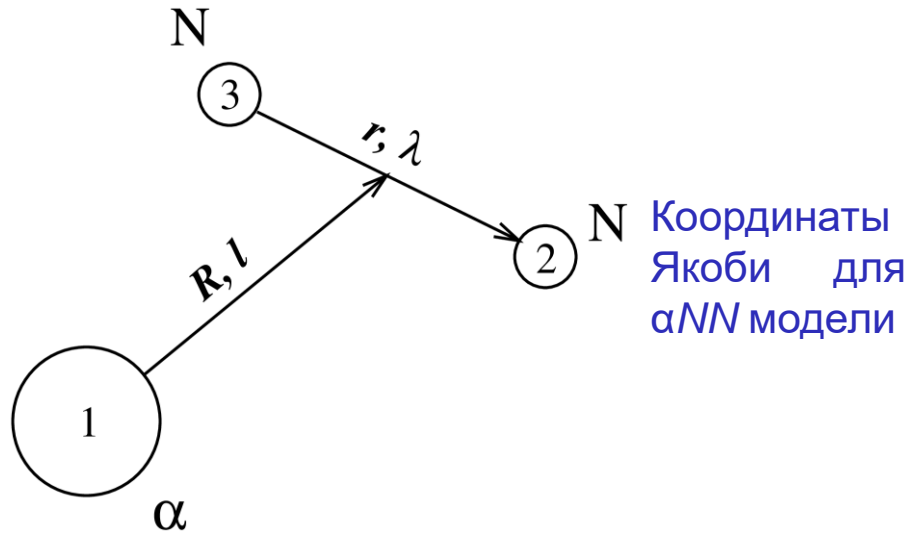


ПСП  $X(E)$  для двухканальной двухчастичной задачи вблизи положения резонанса, найденная из объединения 160 спектров, фиттирующая кривая и фоновая функция  $X_{bg}$ .

Полученные из такой подгонки параметры для двухканальной задачи:

$$E_R=17.919(2), \Gamma=0.594(3).$$

# Исследование трехчастичного резонанса – (0<sup>+</sup>1) состояния ядра <sup>6</sup>Be в $\alpha NN$ модели



Экспериментальные значения:  $E_R = 1.371$  МэВ,  $\Gamma = 92$  кэВ.

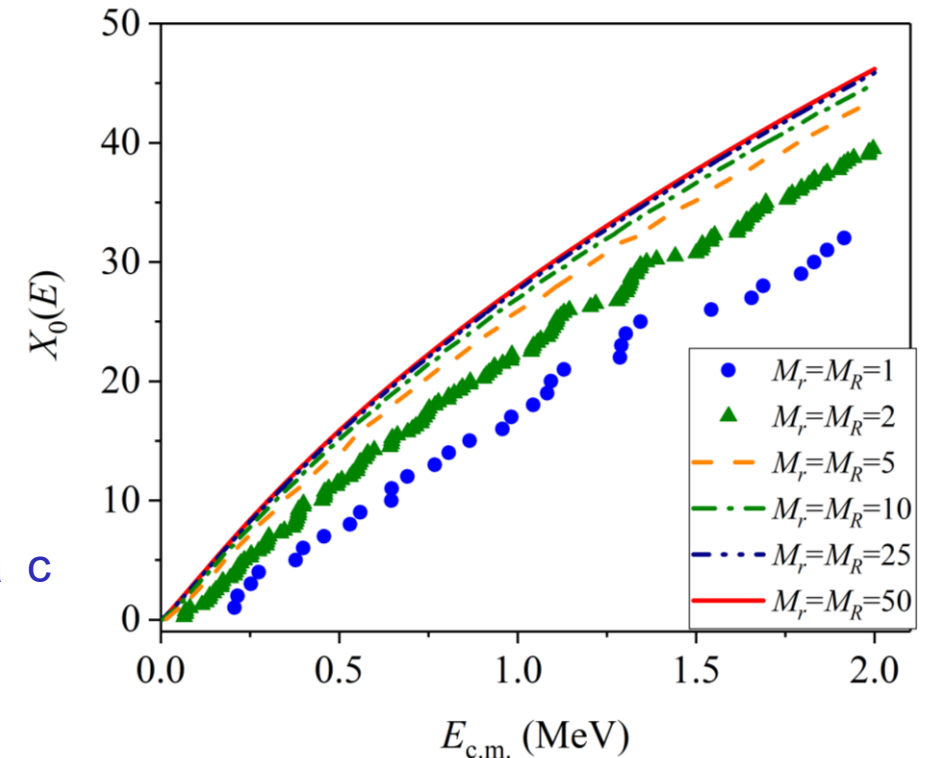
Дискретизованные спектры определяются из диагонализации матрицы трехчастичных гамильтонианов (полного и асимптотических) на двумерном гауссовом базисе, состоящем из функций, зависящих от двух переменных Якоби  $r$  и  $R$ .

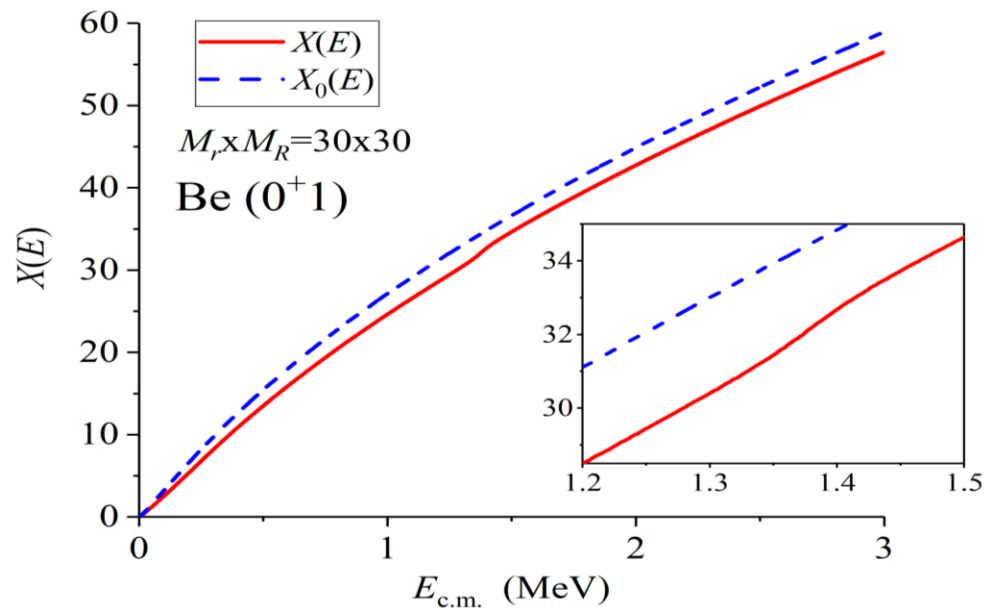
Сдвигая индексы в наборах гауссовских параметров, можно получить  $M_r$  базисов, различающихся по переменной  $r$ , и  $M_R$  базисов, различающихся по переменной  $R$ . Тогда получаем объединение спектров с общим фактором уплотнения  $M = M_r \times M_R$ .

ПСП считается также, как и в двухчастичной задаче

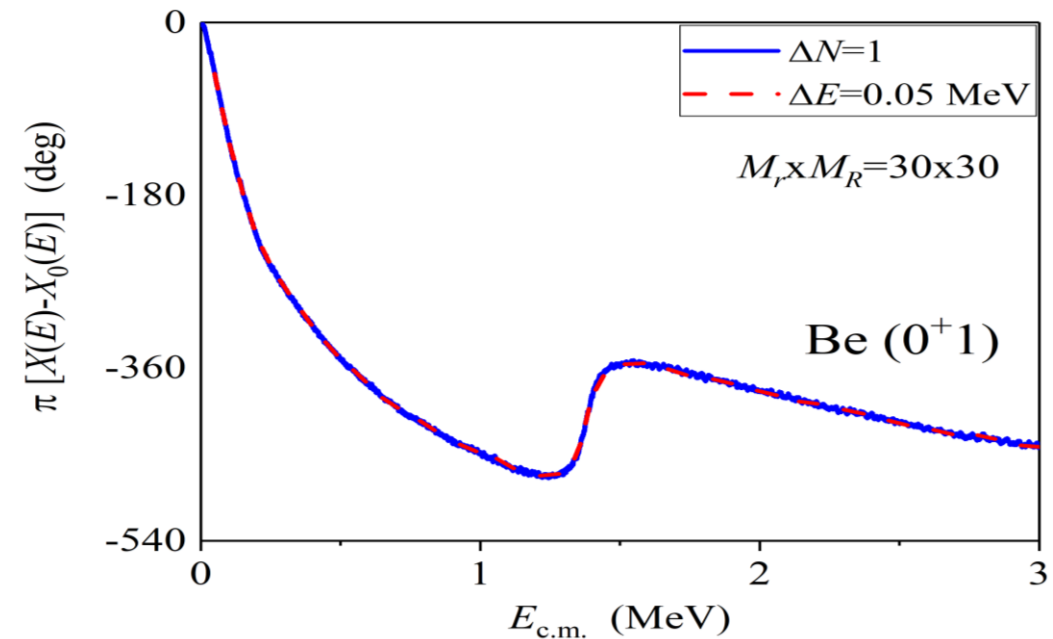
$$X(E) = \frac{1}{M} K(E_j^m \leq E).$$

Сходимость ПСП для асимптотического  $\alpha pp$  гамильтониана с увеличением фактора уплотнения  $M$ .





ПСП  $X_0(E)$  и  $X(E)$  для асимптотического и полного гамильтонианов. На врезке – область вблизи резонанса.



Разность ПСП  $X(E) - X_0(E)$  для полного и асимптотического гамильтонианов.

Проинтегрированная плотность  $X(E)$ , в отличие от  $X_0(E)$ , явно проявляет резонансное поведение. Аппроксимация обеих функций  $X(E)$  и  $X(E) - X_0(E)$  приводит к очень близким значениям для параметров резонанса:

$$E_R = 1.379 \pm 0.001 \text{ MeV}, \Gamma = 79.8 \pm 0.5 \text{ keV}.$$

Параметры резонансов в трехчастичной задаче с тремя заряженными частицами находятся из анализа дискретизованных спектров, что существенно проще их поиска на основе решения уравнений теории рассеяния.

**V.N. Pomeransev, O.A. Rubtsova, V.A. Kulikov, Phys.Rev. C 109, 014002 (2024).**

# Как определить параметры нейтрон-протонного гало?

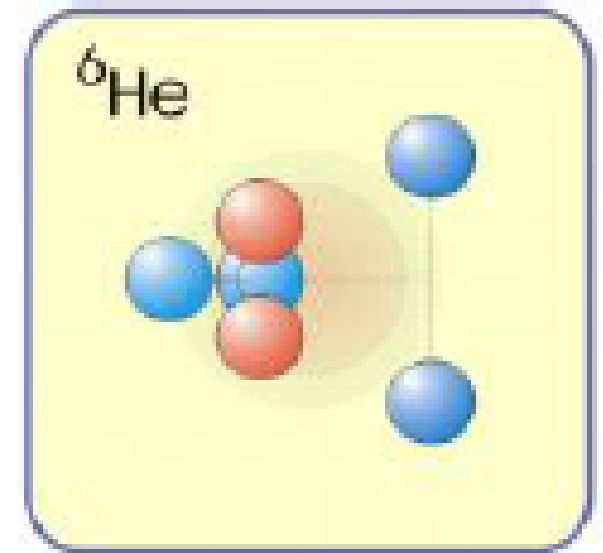
В 2022 г. для расчета радиусов ядер была предложена процедура двумерной экстраполяции поверхности  $\{N_{\max}, \hbar\omega\}$ :

$$r_i^2(\infty) = r_i^2(N_{\max}, \hbar\omega) - P_k(\hbar\omega) \exp(-a\sqrt{N_{\max}}).$$

В расчетах использовался полином  $P_k(\hbar\omega)$  первого порядка. Контролировалось соотношение  $Ar_m^2 = Zr_p^2 + Nr_n^2$ .

Размер гало  ${}^6\text{He}$   $r_h = r_n - r_p = 0.814 \text{ fm}$ .

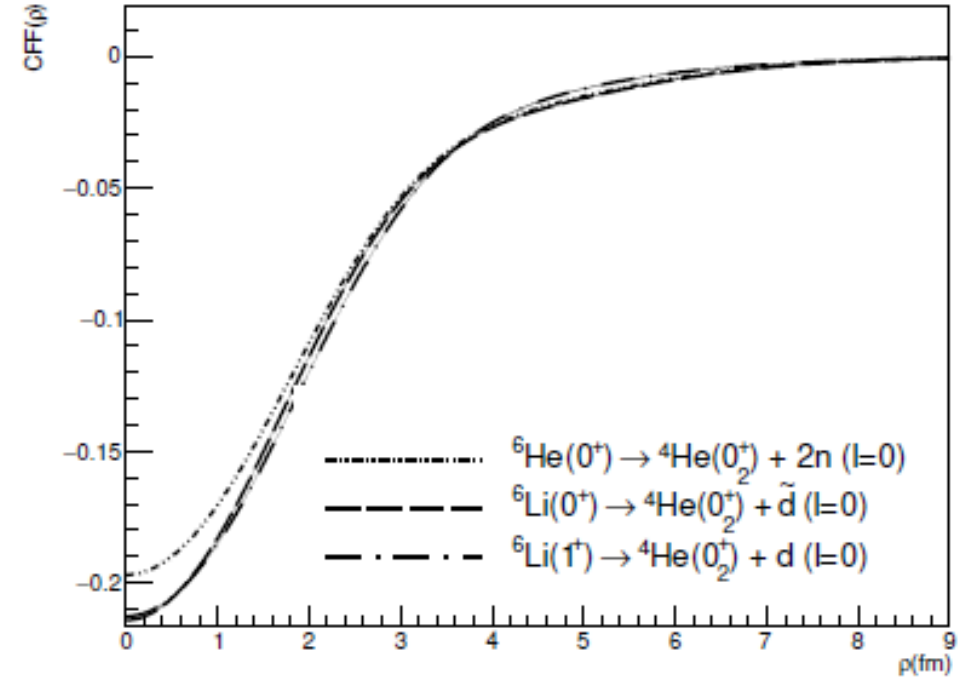
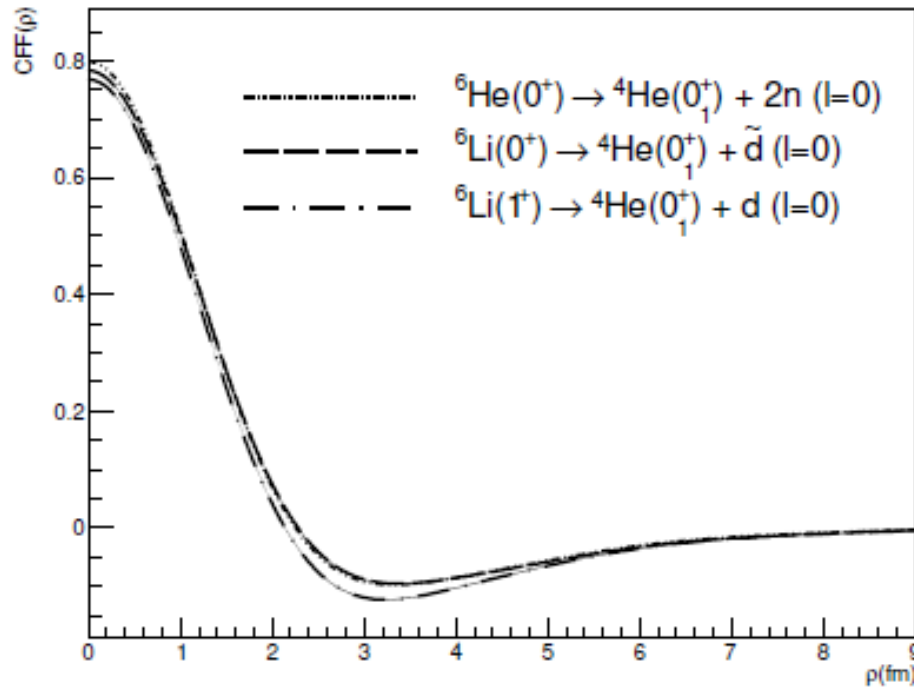
Для определения нейтрон-протонного гало эта разностная формула в рамках решения A-нуклонной задачи неприменима. Более того, определить характеристики слабо связанных нуклонов затруднено принципом неразличимости тождественных частиц и эффектом обменной поляризации подсистем. С целью выработки корректного подхода были проанализированы все три стабильные шестинуклонные системы.



$$\Psi_l^{A_1+A_2} = \hat{A} \{ \Psi_{A_1} \Psi_{A_2} [N^{-1/2}(\rho, \rho') \phi_l(\rho)] Y_{lm} \}$$

Рассмотрим проекции волновых функций изучаемых состояний (кластерных формфакторов на различные каналы).

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



Рисунки демонстрируют близкое подобие свойств остова во всех трех системах является близость формы функций характеризующих относительное движение центров масс четырех- и двухнуклонного фрагментов. Поэтому радиус кора можно во всех состояниях считать одинаковым. В то же время радиус кора в ядре  ${}^6\text{He}$  с хорошей точностью совпадает с его протонным радиусом. Таким образом:

$$r_{core} = r_p ({}^6\text{He}).$$



В итоге для нейтрон-протонного гало  $1^+$  и  $0^+$  состояний  ${}^6\text{Li}$  можно использовать естественную формулу

$$r_{halo} = \left[ \frac{A_{nucleus} r_{nucleus}^2 - A_{core} r_{core}^2}{A_{nucleus} - A_{core}} \right]^{1/2}$$

Рассчитанные значения полной энергии связи (МэВ), материального, нейтронного и протонного радиусов нижнего  $1^+$  и возбужденного  $0^+$  состояний ядра  ${}^6\text{Li}$  (фм) и основного состояния ядра  ${}^6\text{He}$ .

	$E_{tot}$	$r_p$	$r_n$	$r_m$	$r_{core}$	$r_h$
${}^6\text{Li } 1^+$	<b>32.06</b>	<b>2.438</b>	<b>2.411</b>	<b>2.422</b>	<b>1.871</b>	<b>3.255</b>
${}^6\text{Li } 0^+$	<b>28.90</b>	<b>2.502</b>	<b>2.443</b>	<b>2.467</b>	<b>1.871</b>	<b>3.355</b>
${}^6\text{He } 0^+$	<b>28.90</b>	<b>1.871</b>	<b>2.663</b>	<b>2.430</b>	<b>1.871</b>	<b>3.274</b>


Экспериментальные значения зарядового и протонного радиуса основного состояния ядра  ${}^6\text{Li}$  (фм). Протонный радиус получен с использованием радиуса протона  $R_p$  из данных Particle Data Group.

	[45]	[46]	[47]	[1]
$r_{ch}$	2.51(4)	2.49(4)	2.55(4)	2.56(10)
$r_p$	2.365	2.344	2.407	2.418

Д. М. Родкин, Ю. М. Чувильский. Размеры нейтрон-протонного гало нуклонно-стабильных состояний ядра  ${}^6\text{Li}$ . Письма в ЖЭТФ 118 147 (2023)

# Эффект нарушения $T$ -инвариантности в рассеянии поляризованных ядер ${}^3\text{He}$ на тензорно- поляризованных дейтронах

---

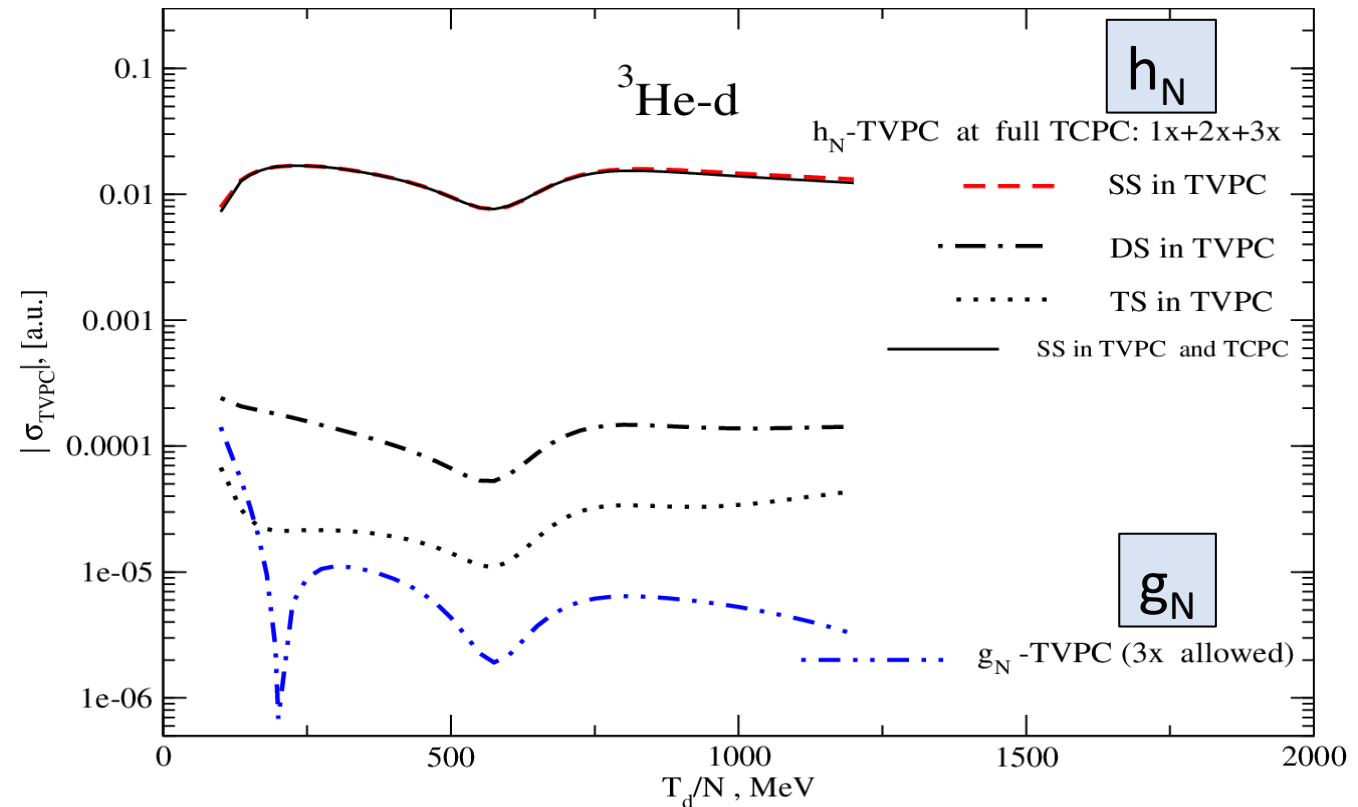
- Дискретные симметрии по отношению к инверсии пространства ( $P$ ), обращению времени ( $T$ ) и зарядовому сопряжению ( $C$ ) играют ключевую роль в теории фундаментальных взаимодействий. Нарушение  $CP$ -симметрии требуется для объяснения **барионной асимметрии Вселенной**.
- $CP$ -нарушение (эквивалентно  $T$ -нарушению при условии  $CPT$ -инвариантности), наблюдаемое в физике каонов,  $B$ - и  $D$ -мезонов в рамках Стандартной модели (СМ), недостаточно для объяснения этой асимметрии  должны существовать источники  $CP$ -нарушения вне СМ.
- **$T$ -нечетные  $P$ -четные -  $T$ -invariance Violating  $P$ -parity Conserving (TVPC) эффекты**, сохраняющие флэйвор (Окунь, Прентки и Вельтман, Ли и Вольфенштейн, 1965 г.), отсутствуют на уровне фундаментальных взаимодействий в рамках СМ.

# Энергетическая зависимость TVPC-эффекта в $^3\text{He}, d$ -рассеянии

**TVPC-эффект в процессах  $pd$ -,  $^3\text{He}d$ -,  $dd$ -рассеяния:** ненулевое значение компоненты полного сечения, соответствующей поперечной поляризации рассеиваемой частицы ( $p$ ,  $^3\text{He}$ ,  $d$ ) и тензорной поляризации дейтрона ( $P_{xz}$ ) [V. Baryshevsky, Sov. J. Nucl. Phys. 38 (1983) 699; A.L. Varabanov, Yad. Fiz. 44 (1986) 1163].

$$\sigma_{tot} = \underbrace{\sigma_0 + \sigma_1 p_y^p p_y^d + \sigma_3 P_{zz}}_{\text{T-четные P-четные (TCPC)}} + \underbrace{\sigma_{TVPC} p_y^p P_{xz}}_{\text{TVPC}}$$

- TVPC-эффект в  $pd$ -рассеянии был исследован ранее [A.A. Temerbayev, Yu.N. Uzikov, Yad. Fiz. 78 (2015) 38]; для  $^3\text{He}d$ -рассеяния расчеты ранее не проводились.
- $^3\text{He}d$ -рассеяние имеет ту же спиновую структуру  $\frac{1}{2} + 1$  и может быть описано по аналогии с  $pd$ -рассеянием в рамках теории Глаубера с заменой спин-зависящих  $pN$ -амплитуд на  $^3\text{He}N$ -амплитуды (включая TVPC-амплитуды двух типов:  $h_N$  и  $g_N$ ).



- **Разработан математический формализм и получены явные формулы для расчета T-четных и T-нечетных амплитуд упругого  $N^3\text{He}$ -рассеяния** на основе теории Глаубера с учетом спиновой зависимости NN-амплитуд и импульсного распределения нуклонов в  $^3\text{He}$ . Показано, что доминирующий в TVPC-сигнале вклад амплитуды  $h_N$ -типа практически полностью определяется однократным рассеянием в процессе  $p^3\text{He} \rightarrow p^3\text{He}$ .
- **При тестировании метода найдено хорошее согласие с данными для дифференциального сечения и протонной анализирующей способности в  $p^3\text{He}$ -рассеянии на небольшие углы при энергиях  $T_p = 156 - 1000$  МэВ.**
- **Вычислена энергетическая зависимость TVPC-сигнала (компоненты полного сечения  $\sigma_{\text{TVPC}}$ ) в рассеянии поляризованных ядер  $^3\text{He}$  на тензорно-поляризованных дейтронах в интервале энергий 0.1-1 ГэВ/нуклон** в рамках теории Глаубера с учетом спин-зависящих  $N^3\text{He}$ -амплитуд и S- и D-волновых функций дейтрона. **Полученный результат может быть использован для нахождения ограничений на значение константы TVPC-взаимодействия из эксперимента.**
- Ю.Н. Узиков, М.Н. Платонова, *Эффект нарушения T-инвариантности в рассеянии поляризованных ядер  $^3\text{He}$  на тензорно-поляризованных дейтронах*, Письма в ЖЭТФ 118, 787 (2023).

# В поисках квантовой гравитации

Исходное предположение – структура релятивистского мира может быть деформированной. Проводится поиск физически приемлемых симметрий релятивистского пространства-времени (Минковского, де-Ситтера, Пуанкаре и др., а также их суперрасширений). Известно, что они переходят в деформированные структуры – так называемые квантовые алгебры или супералгебры (алгебры Хопфа).

Проведено исследование квантовых деформаций для ортосимплектической супералгебры  $osp(1|2;C)$  и всех ее реальных форм. Эта супералгебра является подалгеброй суперрасширений указанных релятивистских суперсимметрий.

Получена полная классификация всех неизоморфных квантовых деформаций для супералгебры  $osp(1|2;C)$  и всех ее реальных форм. В частности показано, что компактная форма имеет только одну квантовую деформацию (стандартный  $q$ -аналог), а некомпактная  $D=3, N=1$  суперсимметрия Лоренца имеет четыре различные квантовые деформации. Все эти деформации построены в явном виде.

**V.N. Tolstoy, *All basic quantization of  $D=3, N=1$  Lorentz supersymmetry*, Eur. Phys. J. C83, 188 (2023).**

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

