

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ИМПУЛЬСНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ ПРОТОНОВ В КАНАЛЕ ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}+p$

Н.В. Афанасьева, Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, Д.Р. Сафиулин

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ, г. Алматы

В рамках  $\alpha pp$ -представления основного состояния ядра  ${}^6\text{He}(0^+,1)$  и первого возбужденного  $2^+,1$  рассчитаны импульсные распределения протонов в канале фрагментации  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}+p$ . Приводится сравнение с имеющимися теоретическими расчетами и экспериментальными данными по процессу  ${}^7\text{Li}(e,e'p){}^6\text{He}$ .

Ядро  ${}^7\text{Li}$  в настоящее время может быть признано одним из самых исследованных объектов и с экспериментальной и с теоретической точки зрения.

Такой пристальный интерес связан с тем, что  ${}^7\text{Li}$  входит в цепочку синтеза элементов во Вселенной, но это уже состоявшаяся ситуация, которая просто требует соответствующей интерпретации. Вопрос в том, какую роль играют сегодня накопленные данные для последующих перспективных исследований.

Суммируя достигнутое в настоящее время понимание информации по этому ядру можно констатировать, что его геометрическая и электромагнитная структура наиболее адекватно отражаются в рамках  $\alpha t$ -кластерного представления.

Многочисленные расчеты статических (зарядовый и массовый радиусы; дипольный квадрупольный и октупольный моменты и др.) и динамических характеристик (зарядовые упругие и неупругие формфакторы, процессы фоторасщепления и радиационного захвата в  $\alpha t$ -канале, квазиупругое рассеяние адронов и мезонов и т.д.) в рамках сложных микроскопических моделей, например метода резонирующих групп (МРГ) [1-3] или метода стохастического квантования (МСК) [4] показывают, что доминирующей кластерной конфигурацией является именно  $\alpha t$ .

Как это ни удивительно, но ядро  ${}^7\text{Li}$  оказалось сегодня более простой системой, чем дейтрон. Однако это касается только канала фрагментации  ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ . В случае распадов в каналы, которые связаны с разрушением (или “перестройкой”) виртуального тритиевого кластера, например:

$$(a) \quad {}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow {}^6\text{Li}+n,$$

$$(b) \quad {}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow {}^6\text{He}+p,$$

$$(c) \quad {}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow {}^5\text{He}+d,$$

ситуация с одной стороны, существенно усложняется, а с другой – открываются новые возможности для исследования спектроскопии этих каналов, особенностей динамических и статических характеристик конституэнтного кластера  $t$ , которые, в принципе, могут отличаться от соответствующих характеристик свободного ядра трития  ${}^3\text{H}$ .

Интерес к процессам (a)-(c) связан с тем, что они соответствуют, так называемому, динамическому типу кластеризации [5], изучение которого требует как новых теоретических подходов, так и поисков возможностей экспериментальной проверки развиваемой концепции.

В настоящей работе именно в таком контексте детально обсуждаются результаты измерений процесса квазиупругого выбивания протонов  ${}^7\text{Li}(e,e'p){}^6\text{He}$  на установке НИКНЕФ – это самые новые, последние экспериментальные данные [6,7].

Следует отметить, что с математической точки зрения достигнут реальный прогресс в решении задач по динамической кластеризации. Ранее в работах [8,9] был рассмотрен

математический метод построения волновых функций (ВФ) относительного движения в каналах фрагментации, в которых исходная кластерная конфигурация не совпадает с типом кластеризации в конечном канале – это метод проектирования.

Для канала (*b*) были рассчитаны протонные спектроскопические факторы  $S_{0^+,1}$  и  $S_{2^+,1}$  для переходов на основное и первое возбужденное состояние ядра  ${}^6\text{He}$ . Рассмотрены следующие варианты конструкции виртуального тритиевого кластера  ${}^3\text{H}$ : трансляционно инвариантная модель оболочек (ТИМО), которая соответствует симметричной ВФ по относительным координатам и имеет свободно варьируемый осцилляторный параметр  $r_0$ , а также “реалистические” ВФ, которые представляют собой вариационные функции, параметры которых подобраны так, чтобы воспроизводился наблюдаемый формфактор ядра трития  ${}^3\text{H}$ .

В случае ТИМО размеры кластера  ${}^3\text{H}$  можно варьировать с помощью параметра  $r_0$ , симулируя “диффузный” или “сжатый” кластер. Во втором случае – среднеквадратичные размеры  ${}^3\text{H}$  фиксированы и соответствуют параметрам свободного трития.

Полученные результаты по протонным спектроскопическим  $S$ -факторам сравниваются в таблице 1 с расчетами модели оболочек (МО) [10] и вариационного метода Монте Карло (variational Monte Carlo – VMC) [6,7].

Таблица 1. Спектроскопические нейтронные и протонные факторы в изобар-аналоговых каналах  ${}^7\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^6\text{Li}+n$  и  ${}^6\text{He}+p$

$j^\pi, T$	${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li}+n,$		${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}+p$	
	$0^+, 1$		$2^+, 1$	
$A=6$	${}^6\text{Li}$	${}^6\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^6\text{He}$
$E_x, \text{МэВ}$	<b>3,56</b>	<b>g.s.</b>	<b>5,37</b>	<b>1,797</b>
$S^{theor}$ [10]	0,285	0,571	0,208	0,416
$S^{theor}$ [11]		0,56		0,34
$S^{theor}$ [12]	<b>0,24</b>	<b>0,48 *</b>	<b>0,14</b>	<b>0,28 *</b>
$S^{exp.}$ [13]	<b>0,31 *</b>	<b>0,62</b>	<b>0,165(0,16) *</b>	<b>0,37 (0,32)</b>
$S^{exp.}$ [7] NIKHEF	<b>0,21 *</b>	<b>0,42(4)</b>	<b>0,08 *</b>	<b>0,16(2)</b>
$S^{exp.}$ [14]	<b>0,3*</b>	<b>0,6</b>	<b>0,2*</b>	<b>0,4</b>
$S_{VMC}^{theor}$ [6,7]		0,41		0,19
$S^{theor}, r_0=1,3$	0,224	0,461	0,146	0,291
$S^{theor}, r_0=1,67$	0,286	0,581	0,168	0,334
$S^{theor}, r_0=2,36$	0,228	0,456	0,111	0,219

\* – экспериментальные данные, пересчитанные с учетом отношения  $S_p / S_n = 2$

В таблице 1 также представлены экспериментальные данные по нейтронным  $S$ -факторам, которые мы пересчитали в протонные спектроскопические факторы, используя безмодельное соотношение  $S_p / S_n = 2$ , полученное и обоснованное в [9].

Сравнение экспериментальных  $S$ -факторов показывает, что данные работ [13] и [14] более менее согласуются между собой, но противоречат данным NIKHEF [7]. К сожалению, авторы работы [7] не приводят анализ такого расхождения. С нашей точки зрения причиной может быть различие методик извлечения  $S$ -факторов из экспериментальных сечений.

Модельные расчеты также отличаются между собой. В то же время из таблицы 1 видно, что в настоящих расчетах можно добиться в целом согласования с теми или иными данными за счет вариации параметра  $r_0$ .

Для устранения возникшей неопределенности мы предлагаем привлечь к обсуждению данные по импульсным распределениям протонов, которые извлекаются из сечений процесса  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$ . Формально, характеристика  $\rho(p_m)$  представляет собой Фурье-образ координатной ВФ относительного движения

$$\rho(\vec{p}_m) = \left| \int e^{i\vec{p}_m \vec{r}} \langle {}^6\text{He} | \alpha(\vec{r}) | {}^7\text{Li} \rangle d\vec{r} \right|^2.$$

Здесь  $\vec{p}_m$ , так называемый, *missing momentum* – недостающий момент импульса, который по абсолютной величине равен импульсу отдачи и имеет противоположное направление, т.е.  $\vec{p}_m = -\vec{p}_B$ .

На рис. 1 представлены данные по импульсным распределениям, рассчитанные в потенциальной кластерной модели (ПКМ).

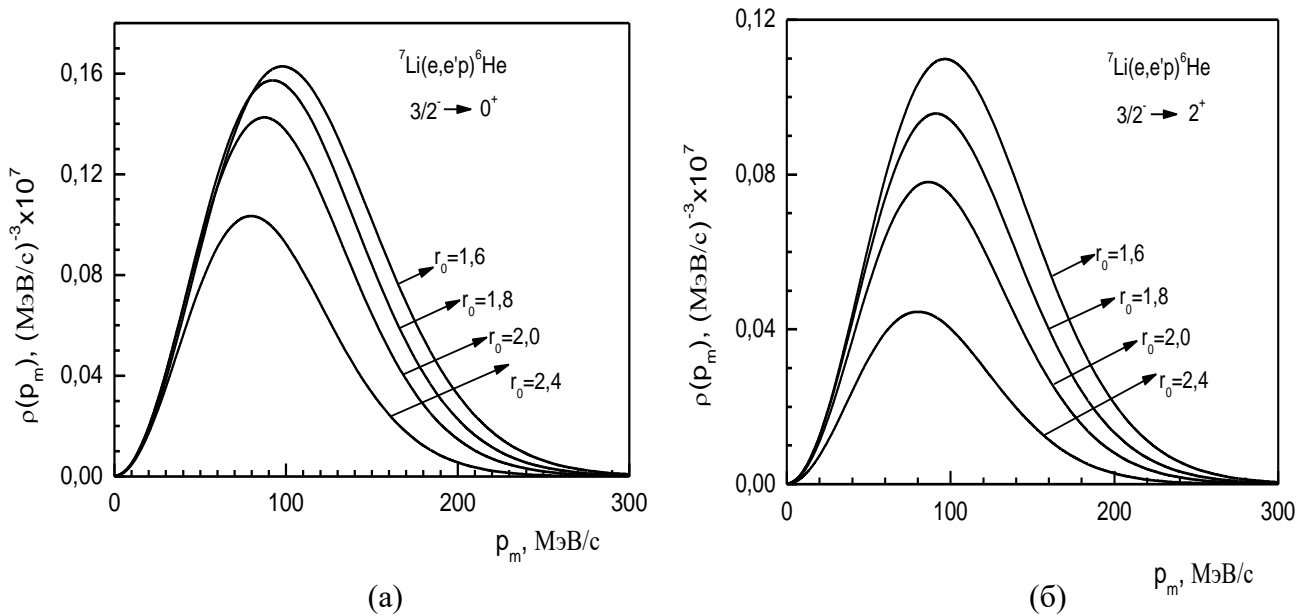


Рис. 1. Импульсные распределения протонов в ядре  ${}^7\text{Li}$  при вариации среднеквадратичных параметров конституэнтного виртуального тритиевого кластера  ${}^3\text{H}$

Как видно из рис. 1, вариация осцилляторного параметра  $r_0$  отражается на такой характеристике импульсных распределений как *ширина на полувысоте*  $\Gamma_{j^\pi, T}$ , МэВ/с. При этом очевидно, что соотношение величин  $r_0$  и  $p_m$  находятся в прямом соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга.

Следует также отметить, что отношение  $\rho(p_m)$  для переходов на основное состояние ядра  ${}^6\text{He}(0^+, 1)$  и первое возбужденное  $2^+, 1$  в среднем соответствует отношению спектроскопических факторов  $S_{0^+, 1} / S_{2^+, 1} \sim 1, 6$ .

В таблице 2 приведены сводные данные по спектроскопическим факторам и ширинам импульсных распределений в сравнении с экспериментальными данными NIKHEF и

расчетами VMC. Как следует из таблицы, при значении  $r_0=1,8$  фм ширина на полувысоте воспроизводится абсолютно точно. При этом по-прежнему имеется отличие в  $S$ -факторах.

Таблица 2. Спектроскопические факторы  $S_{j^\pi, T}$  и ширины импульсных распределений  $\Gamma_{j^\pi, T}$

	$r_0=1,6$ фм	<b><math>r_0=1,8</math> фм</b>	$r_0=2,0$ фм	$r_0=2,4$ фм	ПКМ, $r_0=1,8$	VMC, теор.	NIKHEF, эксп.
$S_{0^+,1}$	0,571	0,583	0,557	0,443	<b>0,48</b>	0,41	0,42(4)
$\Gamma_{0^+,1}$	119	<b>110</b>	106	95	-	<b>110</b>	<b>110</b>
$S_{2^+,1}$	0,334	0,326	0,296	0,210	<b>0,28</b>	0,18	0,16(2)
$\Gamma_{2^+,1}$	120	<b>111</b>	103	94	-	<b>111</b>	<b>111</b>

На рис. 2 представлено сравнение настоящих расчетов и расчетов VMC по импульсным распределениям. Для общности также приведены результаты расчетов, выполненные в приближении усредненного поля (MFT – mean field theory). Для данных, полученных в модели VMC, вертикальными линиями отмечен разброс численных значений, обусловленный процедурой варьирования методом случайных чисел.

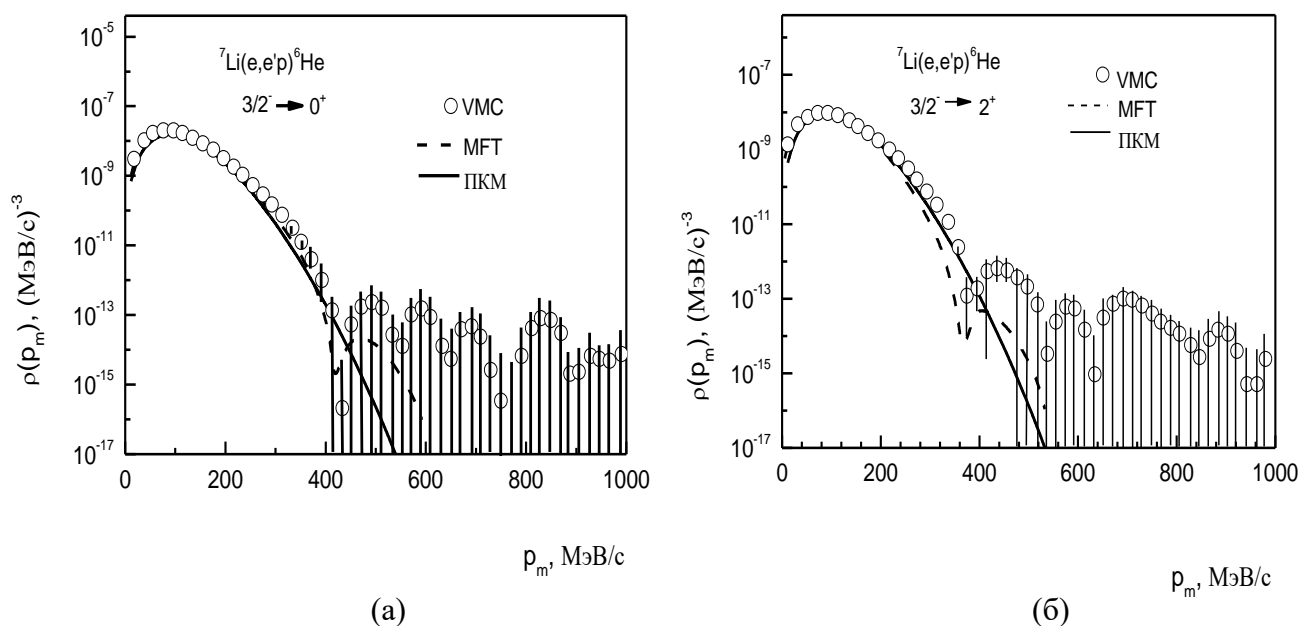


Рис. 2. Расчет импульсных распределений  $\rho(p_m)$ :  $\circ$  – VMC [6, 7]; пунктир – MFT [6]; сплошная кривая – настоящая работа,  $r_0=1,8$  фм

Интервал импульсов  $p_m$ , который целесообразно обсуждать,  $0 \div 400$  МэВ/с. Очевидно, что наши расчеты (при  $r_0=1,8$  фм) и VMC вполне согласуются в этом диапазоне энергий возбуждения. Расчеты в рамках MFT [6] содержат дифракционный минимум и, таким образом, при значениях  $p_m > 200$  МэВ/с заметно расходятся с ПКМ и VMC расчетами. Формальная констатация совпадений в расчетах по импульсным распределениям не проясняет вопроса об уровне достоверности всех представленных моделей.

Преимущество нашего подхода состоит в том, что можно отследить все использованные приближения. При этом, как видно из рис. 2, теоритический микроскопический расчет VMC является существенно неоднозначным при больших значениях  $p_m$ .

Для общности приведем сравнение экспериментальных данных по процессу  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  и настоящих расчетов – рис. 3.

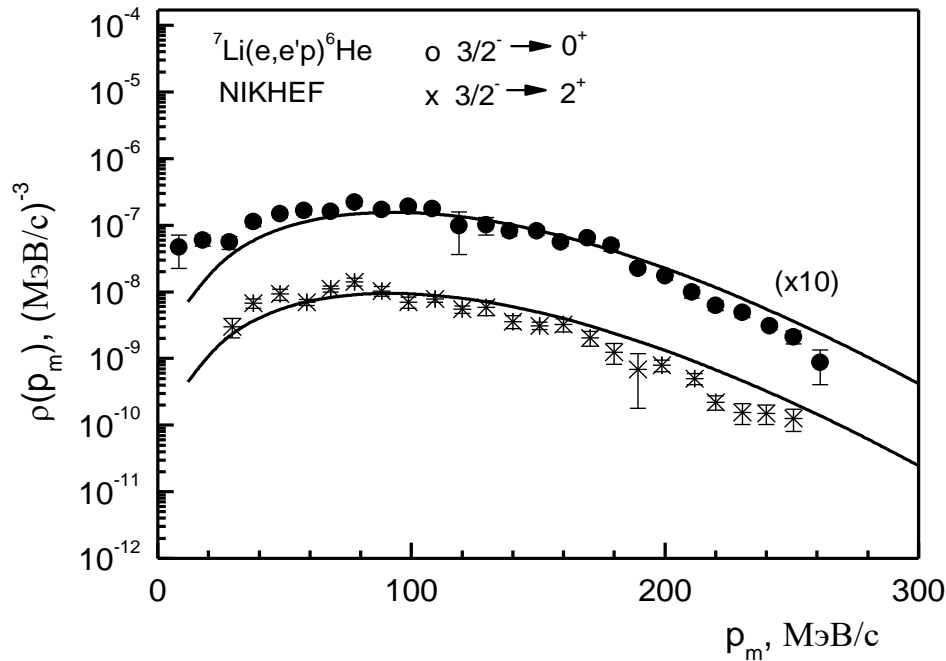


Рис. 3. Сравнение настоящих расчетов с экспериментальными данными NIKHEF [7]

Рис. 3 наглядно иллюстрирует, что в рамках потенциальной кластерной модели можно воспроизвести имеющиеся экспериментальные данные по квазиупругому выбиванию протонов –  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  [7]. Однако вопрос по спектроскопическим факторам остается открытым. Отметим также, что анализ данных таблицы 2 в совокупности с данными рис. 3 показывает, что виртуальный кластер  ${}^3\text{H}$  в ядре  ${}^7\text{Li}$  должен иметь более диффузные размеры ( $r_0=1,8$  фм) по сравнению со свободным ядром трития ( $r_0 \sim 1,5-1,6$  фм).

В заключение заметим, что для устранения обозначенных выше неопределенностей представляется актуальным продолжение экспериментального исследования процесса  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  с использованием поляризованных электронов и, например, мишени  ${}^7\text{Li}$ .

## Литература

1. Kaneko T. et al. Microscopic theory of the  ${}^3\text{H}+\alpha$  system with the multi channel resonating group method // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34, N 3. P. 771-779.
2. Kajino T. et al. Electromagnetic properties of  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^7\text{Be}$  in a cluster model // Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 413. P. 323-352.
3. Fujiwara Y., Tang Y.C. Multiconfiguration resonating group theory of the seven-nucleon system with realistic cluster wave functions // Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31, N 2. P. 324-359.

4. Suzuki Ya., Varga K. Stochastic Variational Approach to Quantum-Mechanical Few-Body Problems // Lecture notes in Physics. 1998. 310 p.
5. Чувильский Ю.М., Рыжих Г.Г. Спектроскопический фактор канала  ${}^6\text{Li} \rightarrow \tau + t$  в  $\alpha + 2N$  - модели с антисимметризацией // Изв. РАН. Сер. физ. 1992. Т.56, № 1. С. 112-117.
6. Lopicas L., Wesseling J., Wiringa R.B. Nuclear structure studies with the  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  reaction // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82, No. 22. P. 4404-4407.
7. Lopicas L., Wesseling J., Wiringa R.B. Correlations in the ground state wave function of  ${}^7\text{Li}$  // Nucl. Phys. A. 2000. V. 663&664. P. 377c-380c.
8. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. Потенциальная теория кластерного фоторасщепления легких ядер // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 4. С. 801-868.
9. Burkova N.A., Zhaksybekova K.A., Zhusupov M.A. One-nucleon spectroscopy of light nuclei // Phys. of Part. and Nucl. 2009. Vol. 40, No. 2. P. 162-205.
10. Бояркина А.Н. Структура ядер 1p-оболочки. М: МГУ, 1973. 62 с.
11. Barker F.C. Intermediate coupling shell-model calculations for light nuclei // Nucl. Phys. 1966. V. 83. P. 418-448.
12. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei A=5-10 // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1-225.
13. Brady F.P., King N.S.P., Bonner B.E. et al.  ${}^6\text{Li}(n, d){}^5\text{He}$  and  ${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$  with 56.3 MeV neutrons // Phys. Rev. C. 1977. V.16. №1. P. 31-41.
14. Сакута С.Б., Новацкий Б.Г., Степанов Д.Н. и др. Экспериментальное исследование высоковозбужденных состояний ядер  ${}^{5,6}\text{He}$  и  ${}^{5,6}\text{Li}$  в реакциях однонуклонного подхвата ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) и ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ) // ЯФ. 2002. Т. 65, №10. С. 1819-1825.

### **${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$ КАНАЛЫНДАҒЫ ПРОТОНДАРДЫҢ ИМПУЛЬСТІК ТАРАЛУЫНЫҢ ЭКСПЕРИМЕНТТІК МӘНДЕРІН ТЕОРИЯЛЫҚ ИНТЕРПРЕТАЦИЯЛАУ**

**Н.В. Афанасьева, Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, Д.Р. Сафиулин**

${}^6\text{He}(0^+, 1)$  ядросының негізгі күйінің және бірінші  $2^+, 1$  қозған күйінің *ann* жобасы негізінде  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$  фрагментация каналындағы протондардың импульсі үлестірілулері есептелінді. Бұған дейінгі белгілі теориялық есептеулермен және  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  процесі бойынша NIKNEF эксперименттік мәндермен салыстыру келтірілген.

### **THEORY ON THE EXPERIMENTAL DATA FOR THE MOMENTUM PROTON DISTRIBUTIONS IN ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$ CHANNEL**

**N.V. Afanas'eva, N.A. Burkova, K.A. Zhaksybekova, D.R. Safiulin**

Within the *ann*-model for the ground state of  ${}^6\text{He}(0^+, 1)$  nuclei and first excited one  $2^+, 1$  the proton momentum distributions have been calculated in  ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$  fragmentation channel. A comparison with available theoretic calculations as well experimental data on the process  ${}^7\text{Li}(e, e'p){}^6\text{He}$  is given.