

# Исследование реакции неупругого рассеяния $A(p, p')X$ на ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ при энергии 1 ГэВ

*О. Миклухо*

тема НИОКР : Исследование структуры ядерной материи на малых расстояниях в квазиупругих и неупругих протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ с помощью прецизионного высокоэнергетического плеча двухплечевого магнитного спектрометра на синхроциклотроне ФГБУ «ПИЯФ»

## Участники работы

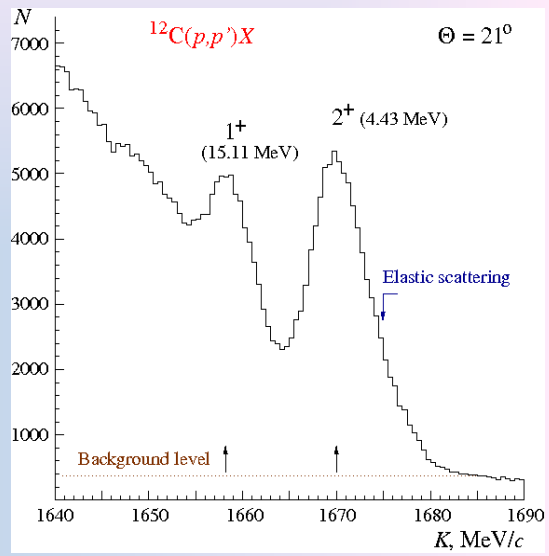
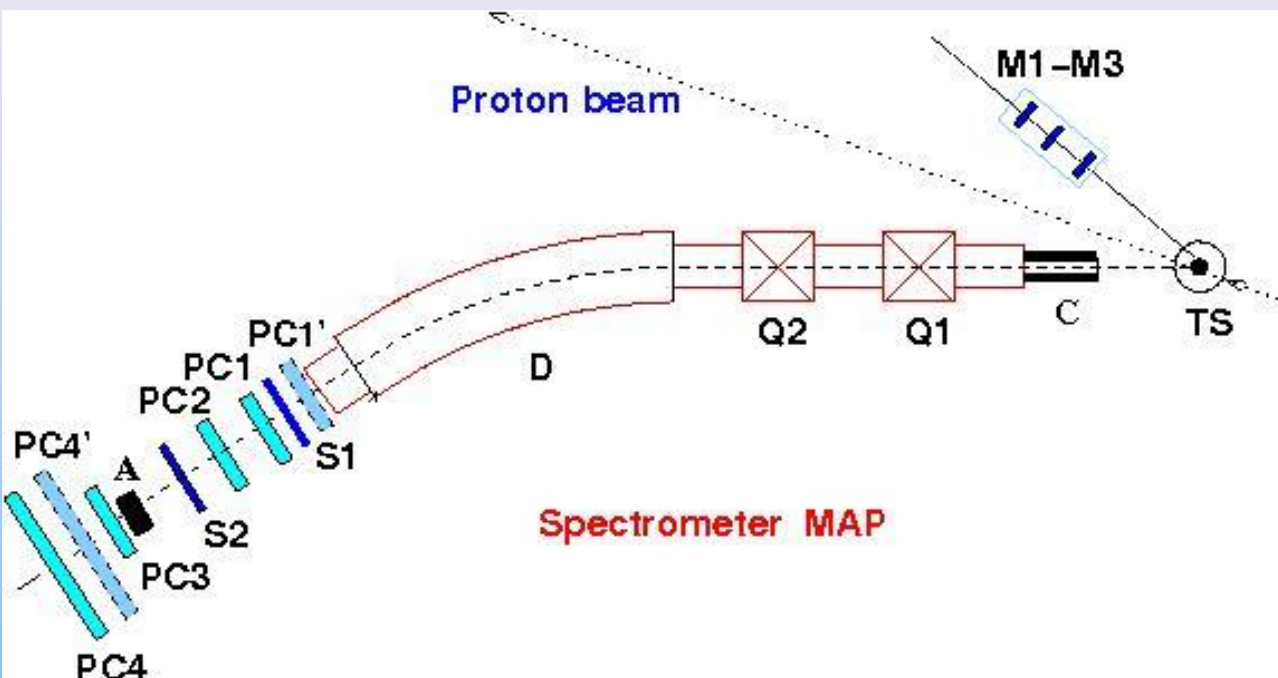
Г. Амальский, В. Андреев, С. Барсов, Г. Гаврилов,  
А. Жданов, А. Изотов, Д. Ильин, А. Киселев,  
Н. Козленко, П. Кравченко, Д. Майсузенко,  
О. Миклухо, В.И. Мурзин, Д. Новинский, А. Шведчиков

# План доклада

- \* Методика  $A(p, p')X$  эксперимента
- \* Исследование реакции под углом рассеяния 21 град:
  - \* Основные результаты исследований ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{56}\text{Fe}$
  - \* Результаты исследования ядер  $^9\text{Be}$  и  $^{90}\text{Zr}$  в 2019 году

# Experimental setup 2013 - 2019

O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. **80** (No. 2), 299 (2017); **81** (No. 3), (2018)



Target	Dimensions [mm] thickness x width x height	Isotope concentration [%]	Density g/cm <sup>3</sup>
CH <sub>2</sub>	4.0 x 10 x 70		1.0
C	4.0 x 10 x 70	98.9	1.60
CH <sub>2</sub> foil	0.1 x 4 x 10		1.0
<sup>12</sup> C	4.0 x 7 x 10	98.9	1.60
<sup>40</sup> Ca	4.0 x 7 x 10	97.0	1.55
<sup>28</sup> Si	4.0 x 7.5 x 9.5	99.9	2.33
<sup>56</sup> Fe	3.0 x 5.2 x 10.1	91.7	7.86
<sup>9</sup> Be	4.0 x 7 x 10	100.	1.85
<sup>90</sup> Zr	2.7 x 5.6 x 9.7	i = 0: 51.46, i = 1: 11.23, i = 2: 17.11, i = 4: 14.4, i = 6: 2.8	6.49

Main parameters of the magnetic spectrometer MAP	
Maximum particle momentum K, [GeV/c]	1.7
Horizontal angle acceptance Δθ <sub>H</sub> , [deg]	0.8
Vertical angle acceptance Δθ <sub>V</sub> , [deg]	1.9
Solid angle acceptance Ω, [sr]	4x10 <sup>-4</sup>
Dispersion in the focal plan Df, [mm/%]	22.0
Momentum acceptance ΔK/K, [%]	8.0
Momentum resolution (FWHM) for the Be target, [MeV/c]	~ 6.7
Momentum resolution (FWHM) for the C target, [MeV/c]	~ 5.8
Momentum resolution (FWHM) for the Si target, [MeV/c]	~ 6.5
Momentum resolution (FWHM) for the Ca target, [MeV/c]	~ 5.5
Momentum resolution (FWHM) for the Fe target, [MeV/c]	~ 10.5
Momentum resolution (FWHM) for the Zr target, [MeV/c]	~ 8.6

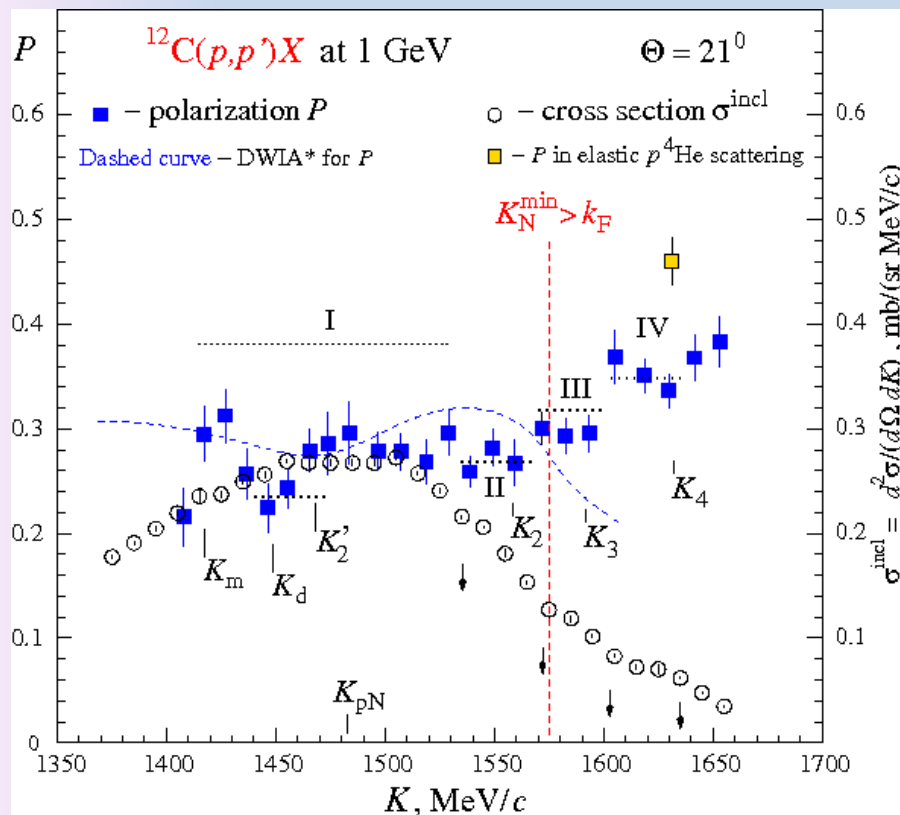
$$P = \varepsilon / A$$

Main parameters of the MAP polarimeter	
Carbon block thickness, [mm]	155
Polar angular range, [deg]	3 - 16
Average analyzing power	> 0.2
Efficiency, [%]	~ 4

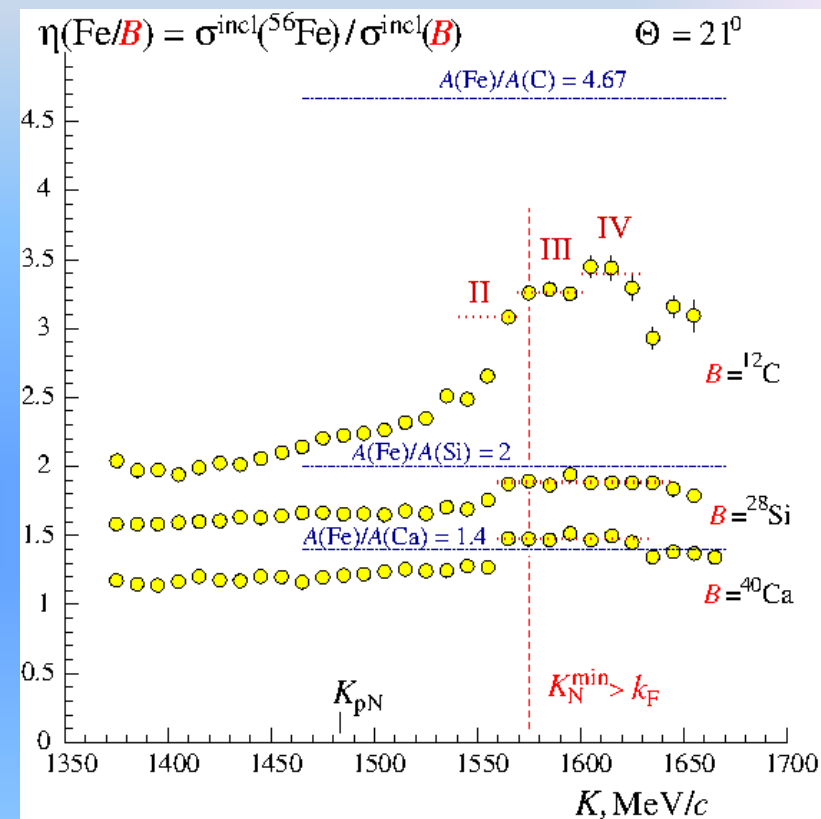
# Результаты исследования ядер $^{12}\text{C}$ , $^{28}\text{Si}$ , $^{40}\text{Ca}$ , $^{56}\text{Fe}$ , ( $p, p'$ )-эксперименты при угле рассеяния $\Theta = 21^\circ$ ( $Q \sim 600$ МэВ/с)

О. Миклухо

O.V. Miklukho et al., JETP Letters 102, 11 (2015); 106, 69 (2017)



O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 80, 299 (2017); 81, 320 (2018)

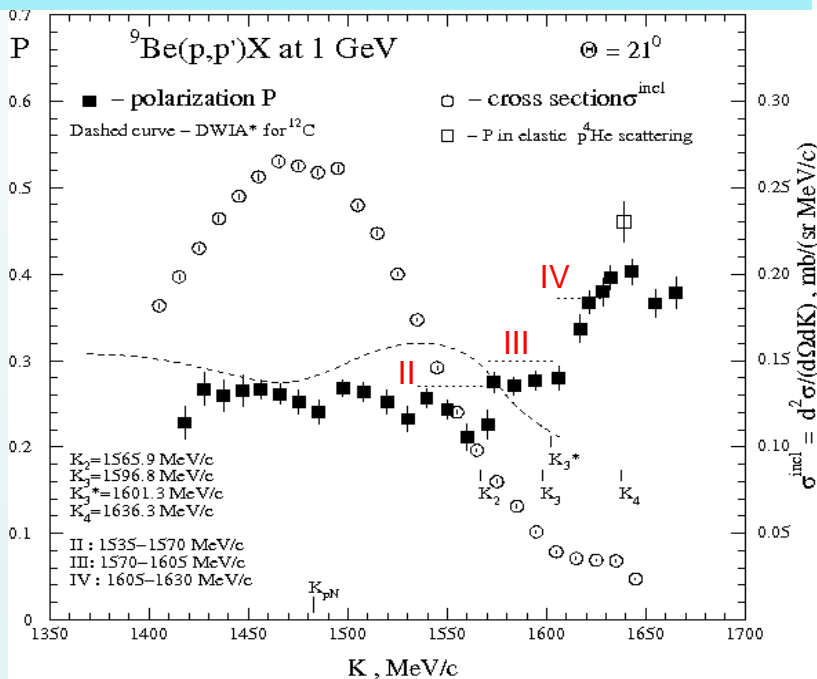


Наблюдена структура в поляризации и сечении рассеяния (импульсные интервалы **II**, **III** и **IV**), возможно связанная с упругим рассеянием на ядерных частицах с массой существенно большей, чем масса нуклона. Эти частицы имеют массы, близкие к массам двух-, трех- и четырехнуклонных легких ядер  $^2\text{H}$  (**II**),  $^3\text{He}$ ,  $^3\text{H}$  (**III**),  $^4\text{He}$  (**IV**). Наблюдена также структура в отношениях сечений рассеяния на ядрах.

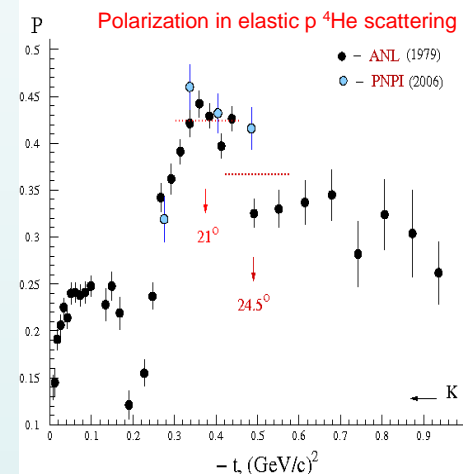
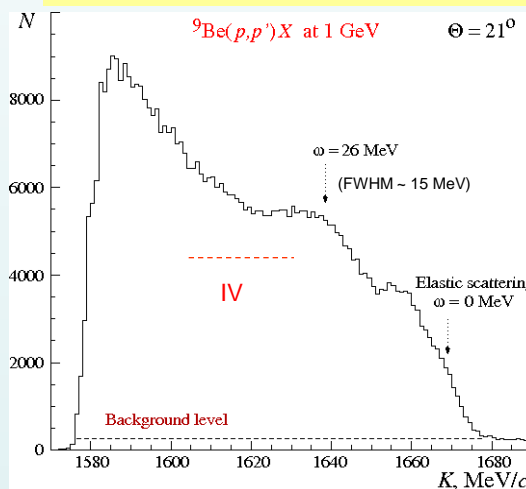
Изучение ядер  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{90}\text{Zr}$  завершает исследование реакции  $(p, p')$  при угле рассеяния  $21^\circ$

В реакции с ядром  ${}^9\text{Be}$  наблюдается более яркий ступенчатый рост поляризации с импульсом вторичного протона K.

O.V. Miklukho et al., Phys.At.Nucl., accepted for publication in 2020.

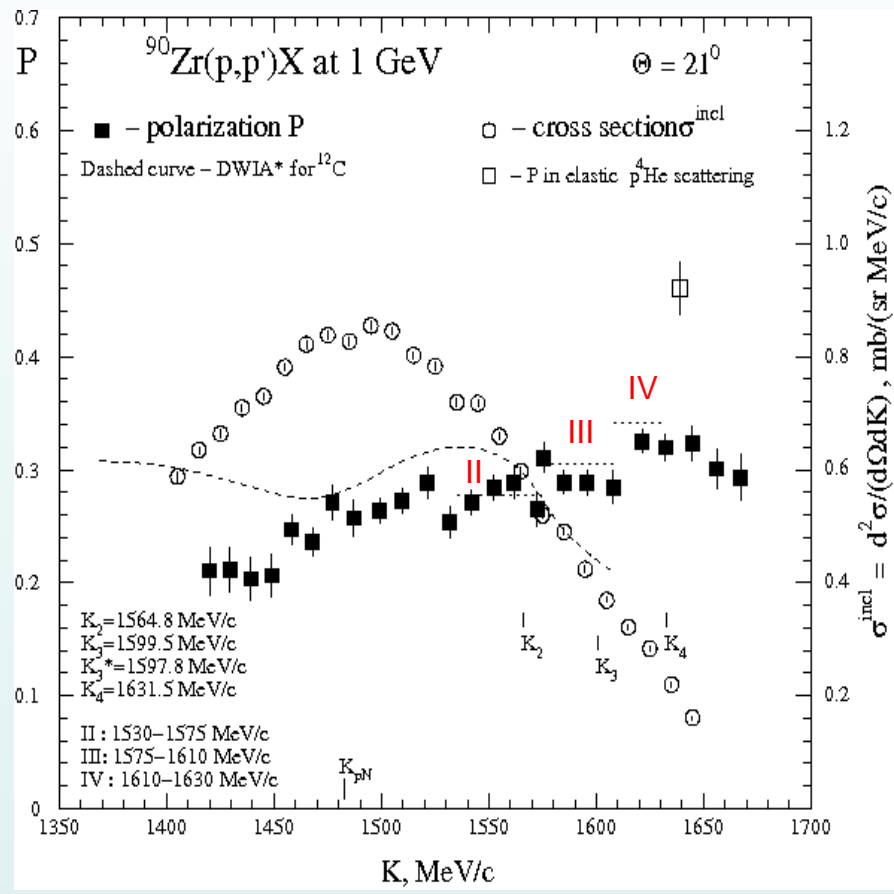


В области больших импульсов, захватывающей частично область рассеяния на четырехнуклонных корреляциях (интервал IV), наблюдается широкий резонанс в сечении.

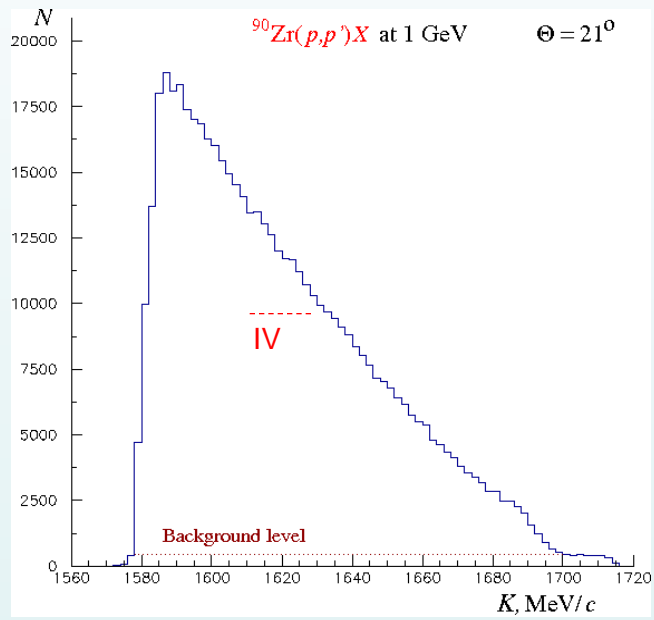


Поляризация в интервале IV ( $P_{IV}$ ) в рассеянии на легком ядре  ${}^9\text{Be}$  достигает значения  $\sim 38.5 \pm 1.0\%$ , что несколько больше поляризации  $P_{IV}$  для ядра  ${}^{12}\text{C}$  ( $\sim 35.0 \pm 1.0\%$ ), которое имеет большую ядерную плотность, чем ядро  ${}^9\text{Be}$ .

В реакции с ядром  $^{90}\text{Zr}$  также наблюдается ступенчатый рост поляризации с импульсом вторичного протона К.

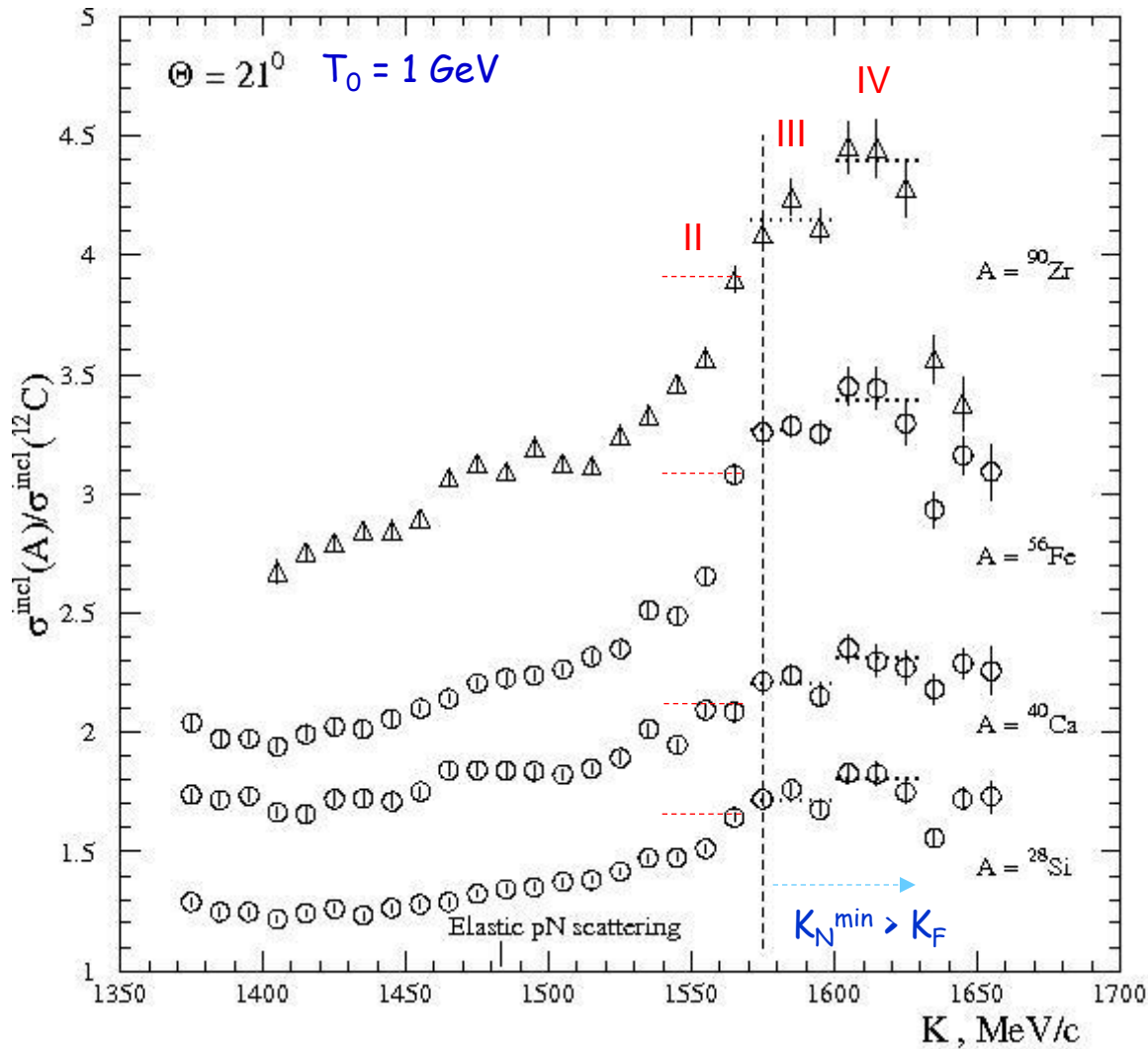


Однако наклон этой зависимости меньше, чем в реакции с ядром  $^{12}\text{C}$ , и существенно меньше, чем в реакции с ядром  $^9\text{Be}$ .



Интервал IV в рассеянии на ядре  $^{90}\text{Zr}$  наблюдается в поляризионных данных. Поляризация в интервале IV ( $P_{\text{IV}} \sim 32.0 \pm 1.5\%$ ) заметно меньше, чем в случае рассеяния на ядре  $^{12}\text{C}$ . Последнее может быть связано с более сильной модификацией нуклонных кластеров в ядре  $^{90}\text{Zr}$ , имеющему большую ядерную плотность.

Отношения сечений рассеяния на ядрах  $^{90}\text{Zr}$  ( $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ) и  $^{12}\text{C}$



Систематика :

$$\delta\sigma/\sigma(\text{Zr}/\text{C}) = \pm 3.35\%$$

$$\text{Zr}/\text{C} = 90/12 = 7.5$$

$$\delta\sigma/\sigma(\text{Fe}/\text{C}) = \pm 4.5\%$$

$$\text{Fe}/\text{C} = 56/12 = 4.67$$

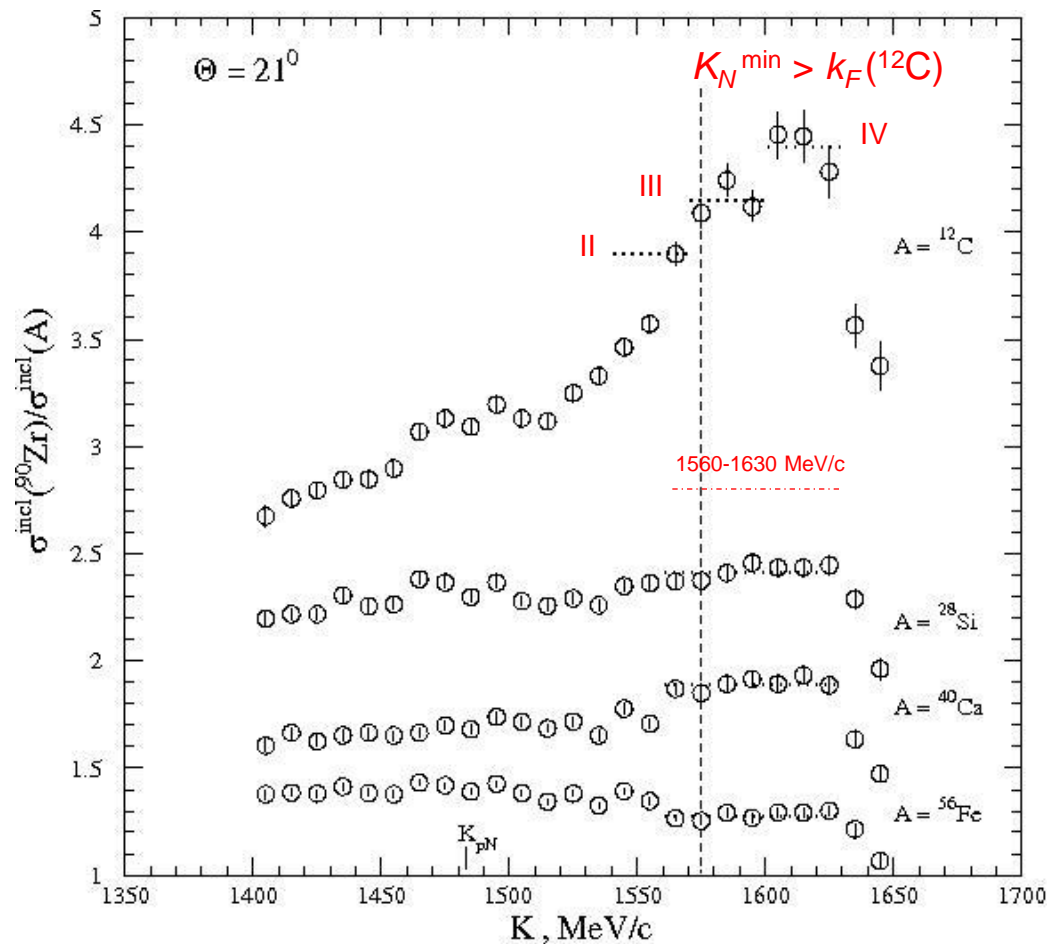
$$\delta\sigma/\sigma(\text{Ca}/\text{C}) = \pm 3.8\%$$

$$\text{Ca}/\text{C} = 40/12 = 3.33$$

$$\delta\sigma/\sigma(\text{Si}/\text{C}) = \pm 3.7\%$$

$$\text{Si}/\text{C} = 28/12 = 2.33$$



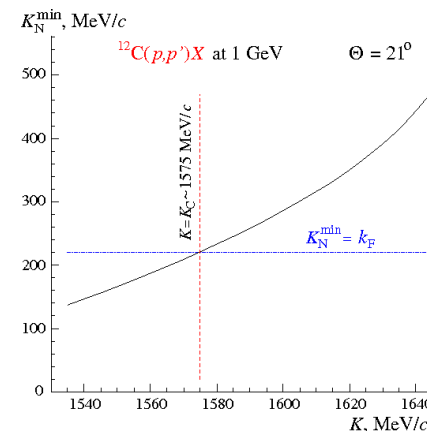


Наблюдается независимость величины отношений сечений рассеяния  $\eta(\text{Zr}/\text{C})$  в импульсных интервалах **III**, **IV** и  $\eta(\text{Zr}/\text{Si})$ ,  $\eta(\text{Zr}/\text{Ca})$ ,  $\eta(\text{Zr}/\text{Fe})$  в области  $K = 1560 - 1630$  МэВ/с.

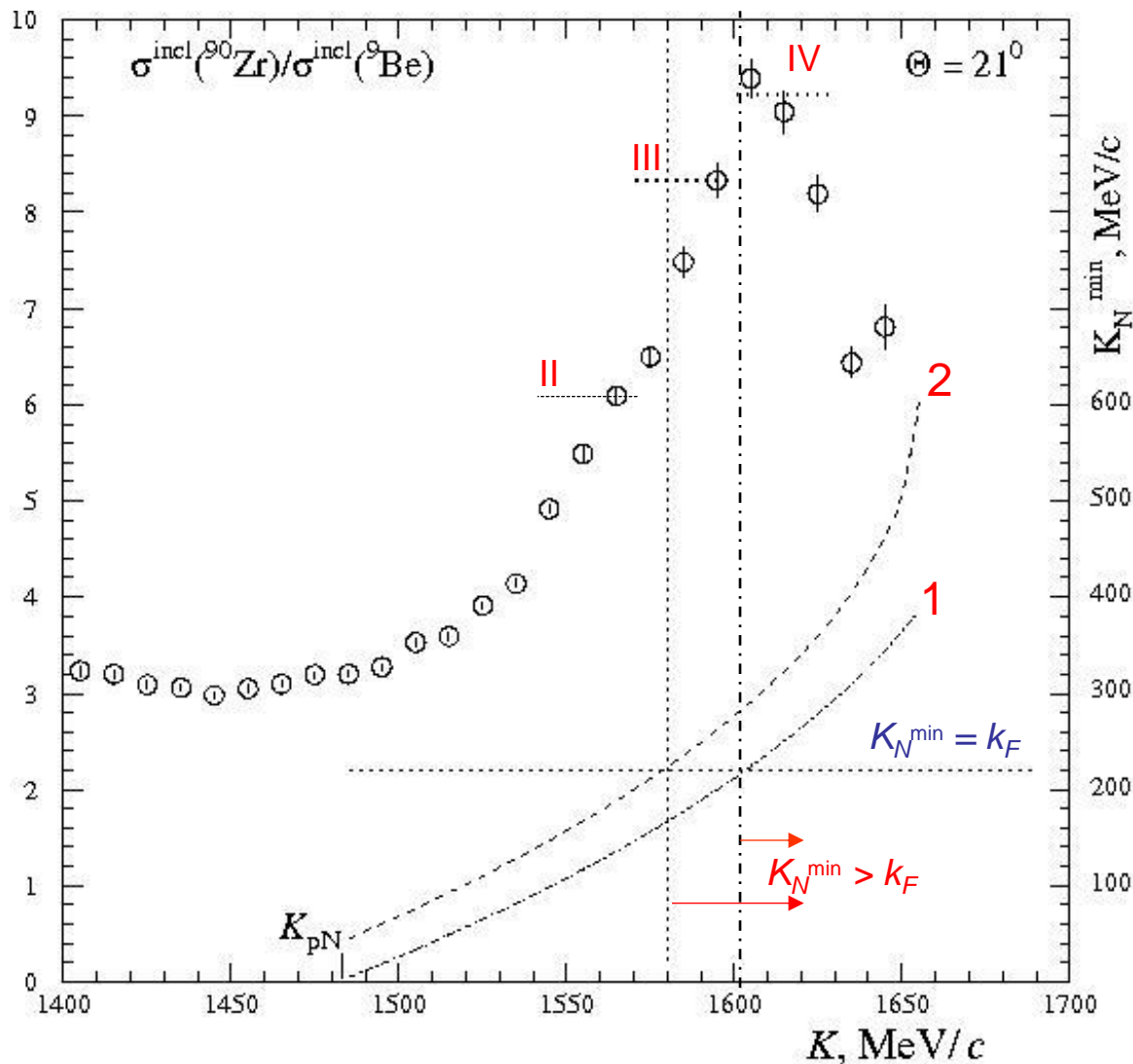
Интервалы **III** и **IV** в отношении  $\eta(\text{Zr}/\text{C})$  близки к аналогичным интервалам, наблюдаемым в поляризации и сечении в реакции  $(p, p')$  с ядром  $^{12}\text{C}$  и соответствующими рассеянию на трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях.

**Систематика :**

- $\delta\sigma/\sigma(\text{Zr}/\text{C}) = \pm 3.35\%$
- $\text{Zr}/\text{C} = 90/12 = 7.50$
- $\delta\sigma/\sigma(\text{Zr}/\text{Si}) = \pm 4.53\%$
- $\text{Zr}/\text{Si} = 90/28 = 3.21$
- $\delta\sigma/\sigma(\text{Zr}/\text{Ca}) = \pm 4.61\%$
- $\text{Zr}/\text{Ca} = 90/40 = 2.25$
- $\delta\sigma/\sigma(\text{Zr}/\text{Fe}) = \pm 5.16\%$
- $\text{Zr}/\text{Fe} = 90/56 = 1.61$



Отношение сечений рассеяния на ядрах  $^{90}\text{Zr}$  и  $^9\text{Be}$



$$K_N^{\text{min}} = f(K) :$$

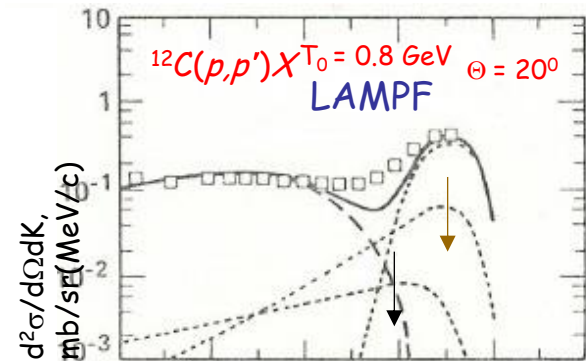
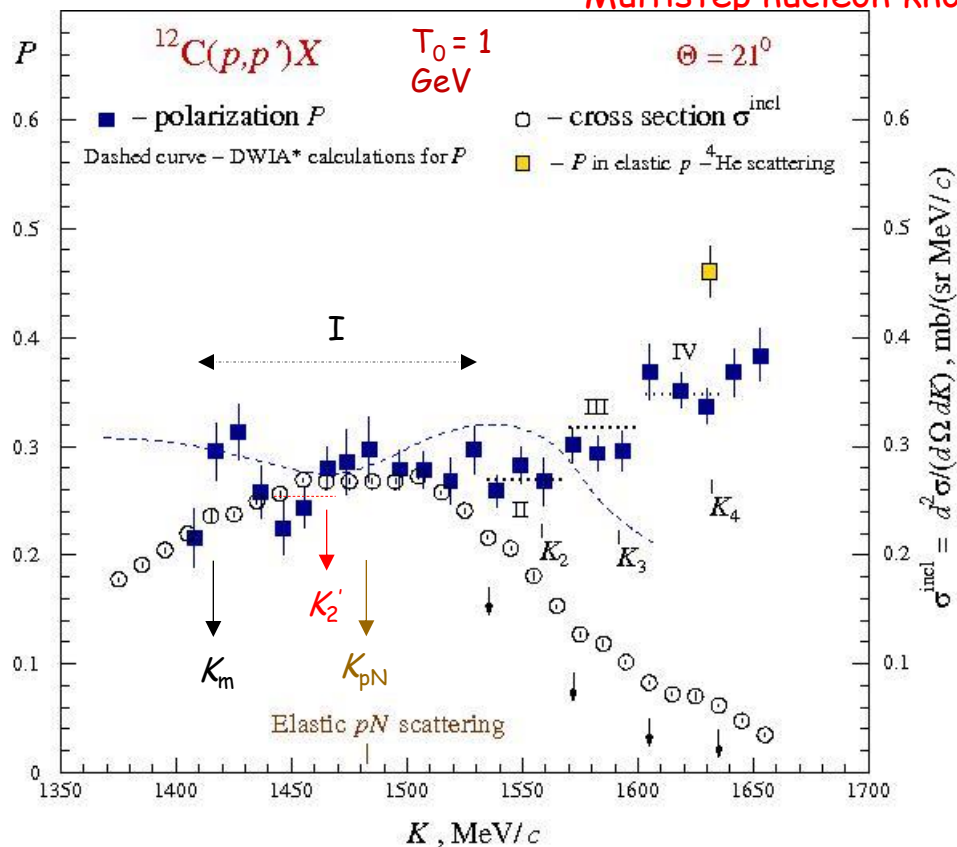
- 1 – рассеяние на внешнем слабо-связанном нейтроне ядра  $^9\text{Be}$ .
- 2 – рассеяние на нуклонах остова ( $^8\text{Be}$ ) ядра  $^9\text{Be}$ .

Систематика :

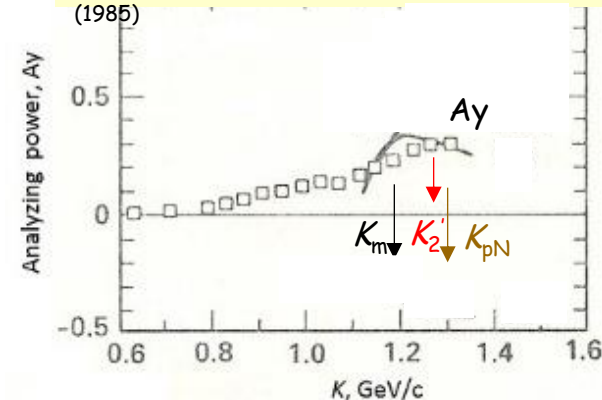
$$\delta\sigma/\sigma(\text{Zr/Be}) = \pm 5.9\%$$

$$\text{Zr/Be} = 90/9 = 10$$

O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 80 (№ 2), 299 (2017)



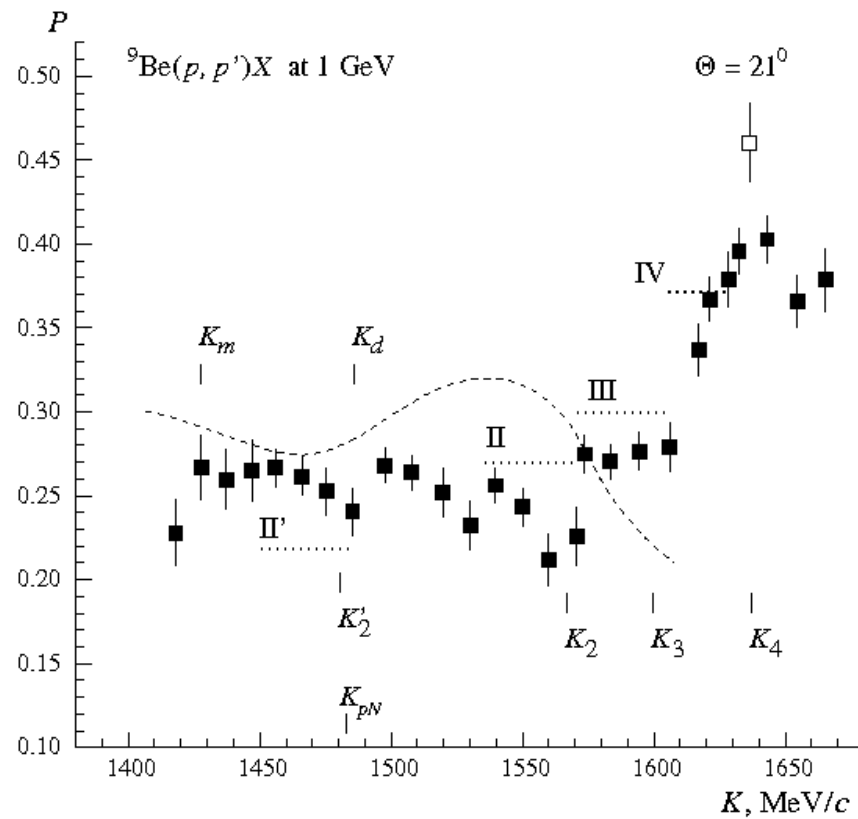
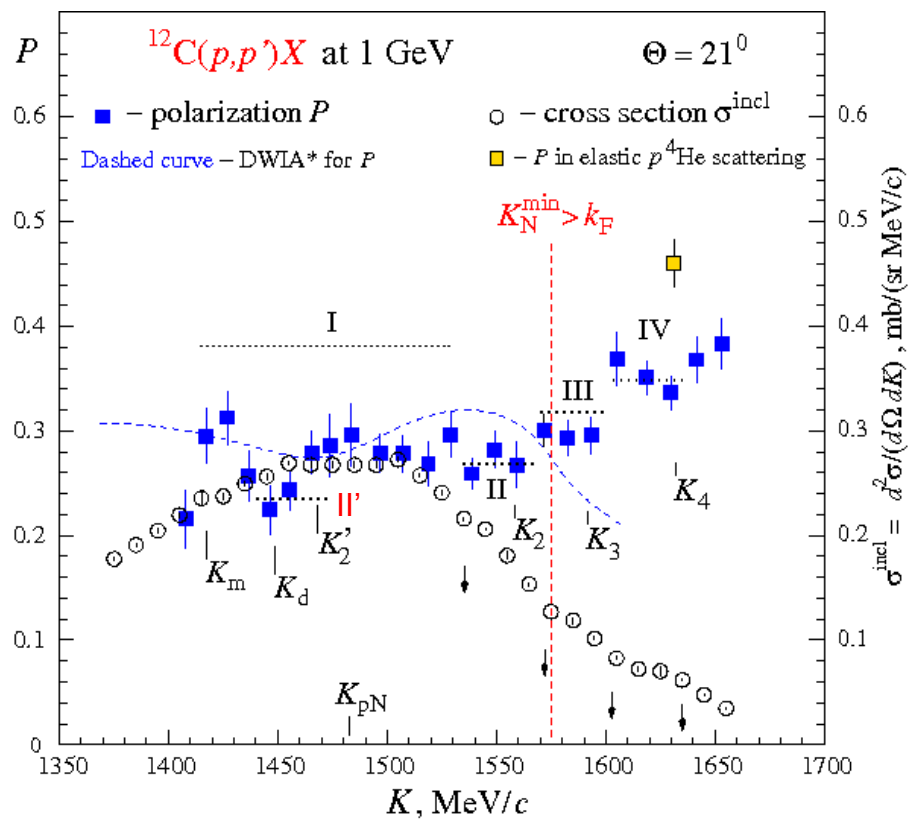
R.D. Smith and S.J. Wallace, PRC 32, 1654 (1985)

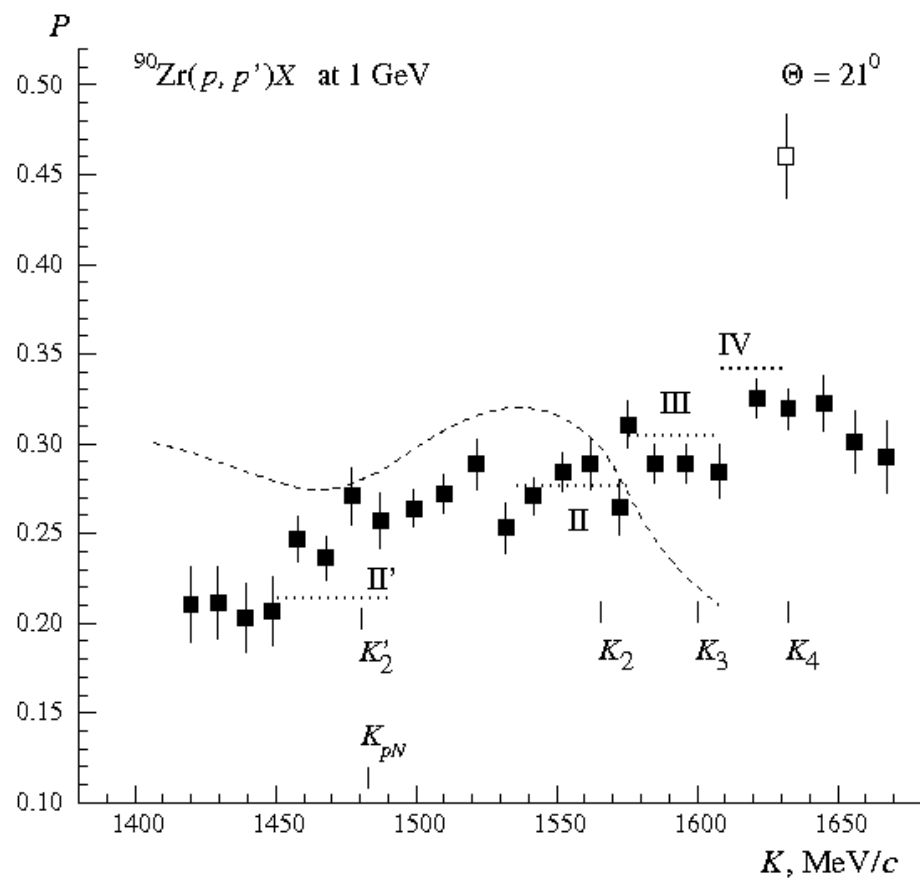
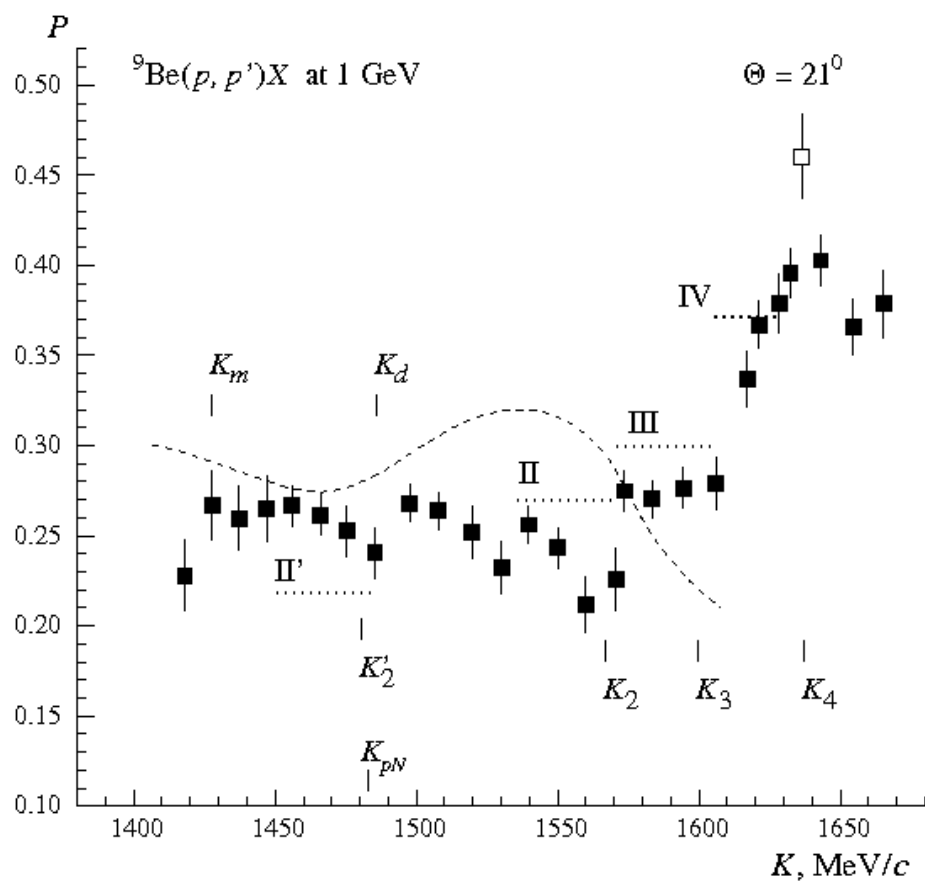


\* В области I, где сечение реакции  $(p, p')$  имеет наибольшую величину, вклад от процессов многократного выбивания нуклонов из ядра может быть существенным. Импульс вылетающего из ядра нуклона в этом процессе меньше, чем в случае выбивания одного нуклона. Этот процесс искажает форму сечения рассеяния при  $K = K_m$ . Благодаря этому процессу при  $K < K_m$  поляризация ( $P$ ) падает также, как анализирующая способность ( $A_y$ ) в LAMPF. Мы наблюдаем заметный минимум в  $P$  в области между импульсами  $K_m$  и  $K_{pN}$ . Не наблюдается подобный минимум в  $A_y$ , как в экспериментальных, так и в теоретических данных при  $T_0 = 0.8$  МэВ.

\* Возможно, минимум в  $P$  обусловлен рассеянием на двухнуклонной корреляции, сопровождающимся ее распадом на два нуклона. Поляризация в этом процессе может также быть существенно меньше, чем поляризация в квазиупругом рассеянии на некоррелирующих ядерных нуклонах (см. интервал II).

\* В рамках модели SRC, два нуклона, принадлежащие двухнуклонной корреляции, имеют противоположно направленные импульсы почти одинаковой величины, большей, чем импульс Ферми  $\sim 250$  МэВ/с (кинет. энергия  $\sim 35$  МэВ). Импульс  $K_2'$  найден с помощью кинематической программы при энергии возбуждения остаточного ядра  $\sim 2 \times 35 = 70$  МэВ.





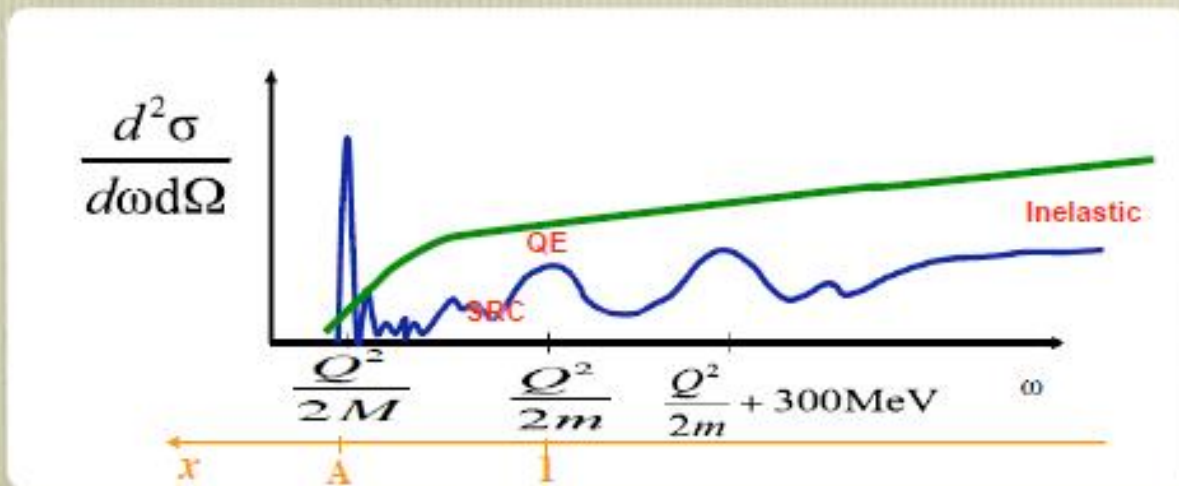
## План исследований на 2020 год

- Исследование реакции  $(p, p')$  с ядрами под углом рассеяния  $\Theta = 24.5^\circ$   
(возможно при поддержке РФФИ).

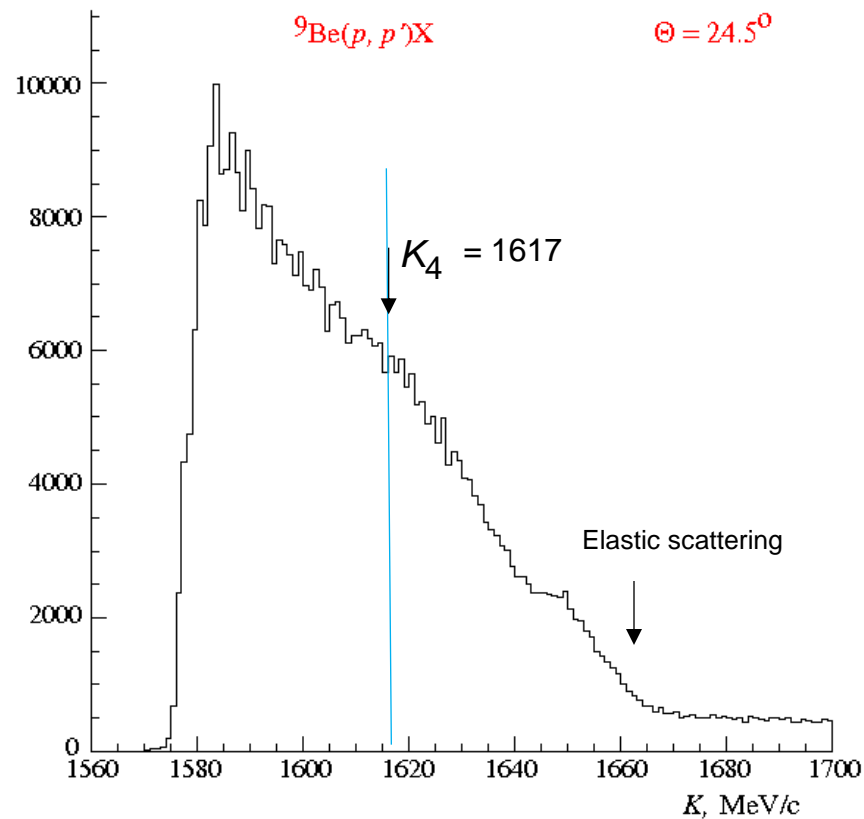
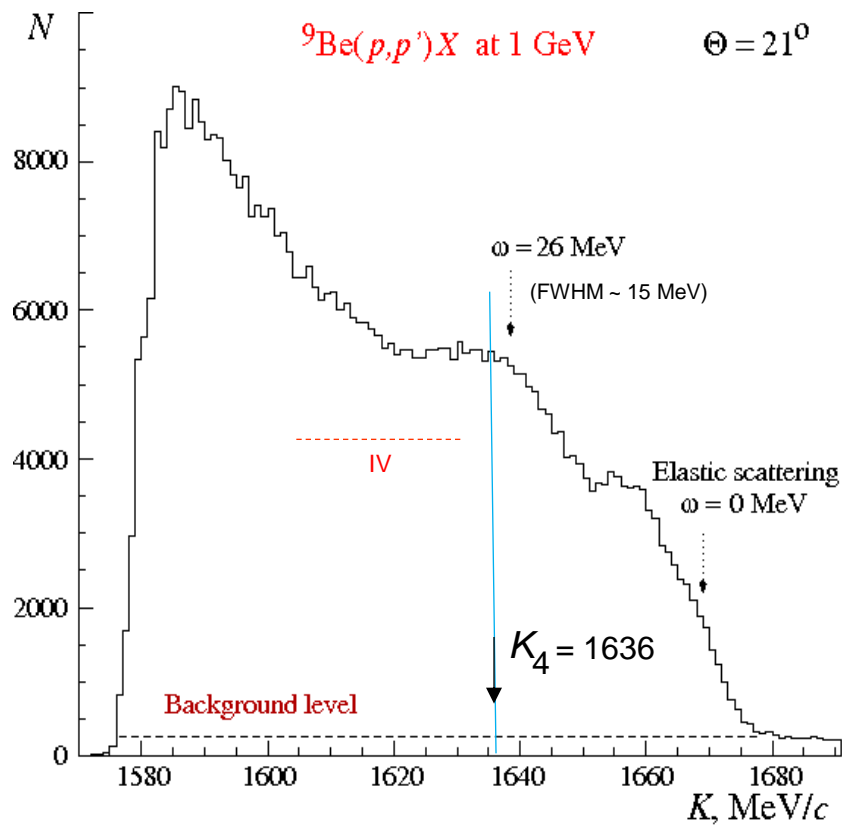
# Back Slides

# E12-06-105: Quark distributions of SRC

Spokespeople: J. Arrington (ANL), D. Day (UVa), N. Fomin (LANL), P. Solvignon (JLab)







УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## К ТЕОРИИ ЯДРА БЕРИЛЛИЯ

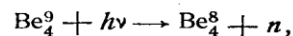
В. Чавчанидзе

Ограниченная применимость метода самосогласованного поля к задачам ядерной физики общеизвестна. Согласно теории Бора атомные ядра представляют собой систему столь сильно взаимодействующих ядерных частиц, что невозможно какую-либо частицу рассматривать как обособленную, находящуюся в усреднённом поле остальных ядерных частиц.

Поскольку теория Бора имеет статистический характер, применение её к лёгким и легчайшим ядрам не является законным. Можно ожидать в связи с этим, что для легчайших ядер метод самосогласованного поля может приобрести эвристическую силу. Как известно, этот метод хорошо себя зарекомендовал в применении к ядру дейтерона. Бете и Пайерельс<sup>1</sup> показали, что основные характеристики ядра дейтерона могут быть найдены, несмотря на незнание точного хода ядерного потенциала. Возможность решения такой задачи обусловлена тем обстоятельством, что размеры волнового пакета, соответствующего дейтерону, значительно больше радиуса действия ядерных сил.

Ядро  $\text{Be}_4^9$  содержит 4 протона и 5 нейтронов. Следовательно, оно, вообще говоря, не может быть отнесено ни к легчайшим, ни тем более к тяжёлым ядрам, для которых справедлива боровская теория. Несмотря на это, имеются некоторые специфические обстоятельства, позволяющие при расчёте явлений распада отнести это ядро к типу легчайших.

Действительно, из опытов Сцилларда и Чальмерса<sup>2</sup>, Л. И. Русина и А. Н. Сагайдака<sup>3</sup> и др. вытекает, что один непарный нейтрон в ядре  $\text{Be}_4^9$  связан значительно слабее остальных частиц этого ядра, так как реакция фотодезинтеграции  $\text{Be}_4^9$   $\gamma$ -лучами, идущая по схеме



имеет своим порогом энергию  $\gamma$ -кванта, равную 1,63 Мэв.

Отсюда следует, что энергия связи непарного нейтрона в ядре  $\text{Be}_4^9$  равна  $\epsilon_0 = 1,63 \text{ Мэв}$ . Эта величина значительно меньше средней энергии связи остальных частиц, близкой к  $7 \text{ Мэв}$ . (Общая энергия связи ядра  $\text{Be}_4^9$  равна  $57,8 \text{ Мэв}$ .)

Следовательно, 8 частиц (4 протона и 4 нейтрона) образуют в ядре  $\text{Be}_4^9$  прочно упакованный ядерный остаток, слабо связанный с непарным нейтроном. В связи с этим возникает заманчивая идея рассматривать ядро  $\text{Be}_4^9$  как систему из двух тел: ядерного остатка  $\text{Be}_4^8$  и непарного нейтрона, считая, что последний находится в поле остаточного ядра.

Вообще говоря, мыслимы следующие возможности для теоретического подхода к проблеме ядра  $\text{Be}_4^9$ :

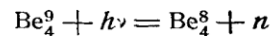
I. Ядро  $\text{Be}_4^9$  можно рассматривать как систему, состоящую из 9 частиц (5 нейтронов и 4 протонов).

II. Можно предполагать, что ядро  $\text{Be}_4^9$  состоит из трёх основных ядерных тел: двух  $\alpha$ -частиц и одного нейтрона (модель:  $2\alpha + n$ ).

III. Можно, наконец, как указано выше, считать, что ядро  $\text{Be}_4^9$  состоит из двух основных ядерных тел: одного нейтрона и ядерного остатка, отождествляемого с ядром  $\text{Be}_4^8$ .

Отвергая первую возможность как в настоящее время бесперспективную, необходимо произвести выбор между двумя остальными.

Известно, что возникающее в результате ядерной реакции



ядро  $\text{Be}_4^8$  неустойчиво и распадается на две  $\alpha$ -частицы.

На этом основании можно было бы полагать, что представление о ядре  $\text{Be}_4^9$  как системе, состоящей из двух  $\alpha$ -частиц и одного нейтрона, является наиболее приемлемым.

Принимая, однако, во внимание, что выделяемая при распаде ядра  $\text{Be}_4^8$  на две  $\alpha$ -частицы энергия равна  $0,116 \text{ Мэв}$ , в то время как минимальная энергия, необходимая для освобождения нейтрона из ядра  $\text{Be}_4^9$ , равна  $1,63 \text{ Мэв}$ , следует заключить, что время жизни ядра  $\text{Be}_4^8$  по отношению к распаду на две  $\alpha$ -частицы много больше времени, затрачиваемого на вырывание нейтрона из ядра  $\text{Be}_4^9$ .

Это обстоятельство заставляет дать предпочтение последней охарактеризованной выше возможности, так как в течение процесса вылета нейтрона допустимо ядро  $\text{Be}_4^8$  принимать за ещё устойчивое и неизменное ядерное тело. Очевидно, что такое допущение законно до тех пор, пока энергия возмущения ядерной системы  $\text{Be}_4^9$  значительно меньше той энергии, с которой связаны друг с другом частицы остаточного ядра  $\text{Be}_4^8$ .

