

Поляризаационные $(p,2p)$ - эксперименты

на синхроциклотроне ПИЯФ

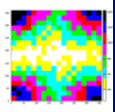
20 лет двухплечевому магнитному спектрометру

О. Миклухо

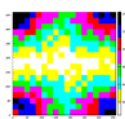
Семинар ОФВЭ

Гатчина

04/03/2014



- Двухплечевой магнитный спектрометр (с поляриметром в канале НЭСа) -
цель создания **этапы модернизации**
- Исследование спин-орбитальной структуры легких ядер в реакции (p,2p)
1993, 1995-1999 **1998 - создан поляриметр МАПа**
- Модификация свойств адронов в ядерной среде – совместные PNPI-RCNP (p,2p)
эксперименты **2000-2001 2001 – НЭС стал подвижным**
- Опыты с ^4He - оценка роли “multi-step” процессов **2004**
2004 – создана жидкая гелиевая мишень
- Инклюзивный эксперимент с ^{40}Ca (в ожидании CROS-3) **2006,**
подготовка к исследованию реакции (p,2p) с 1S-протонами ядра ^{40}Ca
- Измерение поляризации и параметров корреляции спинов в реакции (p,2p) с
протонами S-оболочек ядер ^4He , ^{12}C и поляризации в реакции с 1S-протонами
ядра ^{28}Si (вместо ядра ^{40}Ca) **2007-2010**
2007 – созданы быстрая электроника CROS-3,
2008 – дополнительные ПК, новые
временные детекторы и электроника в стандарте VME; криогенная мишень
стала универсальной
- Инклюзивный эксперимент с ^{12}C , ^{40}Ca , ^{56}Fe **декабрь 2013**

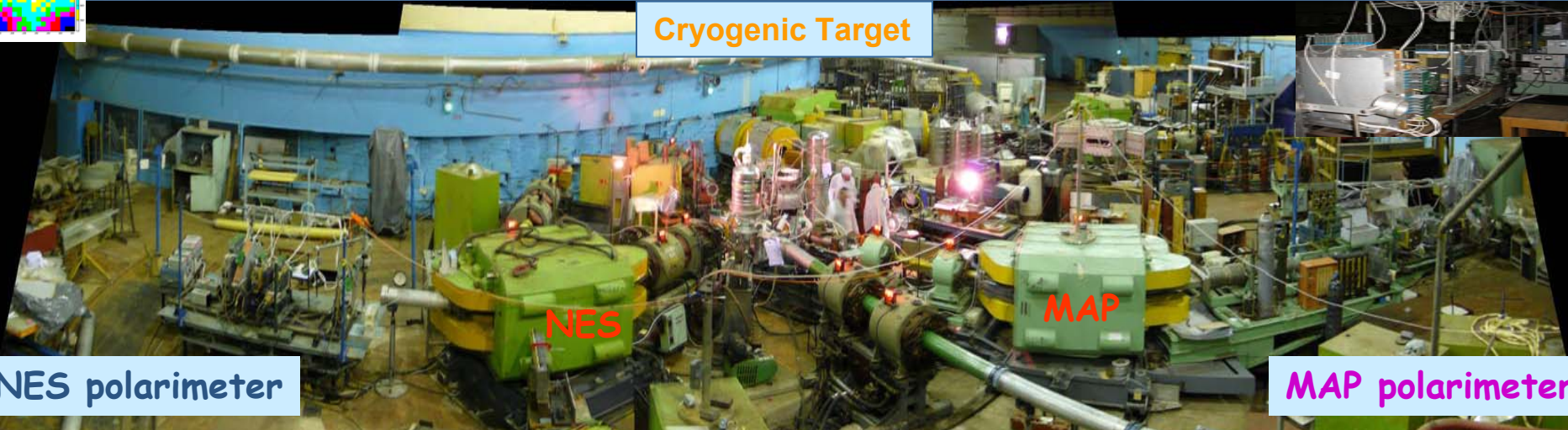


04/03/2014

EXPERIMENTAL HALL

O. Miklukho

Cryogenic Target

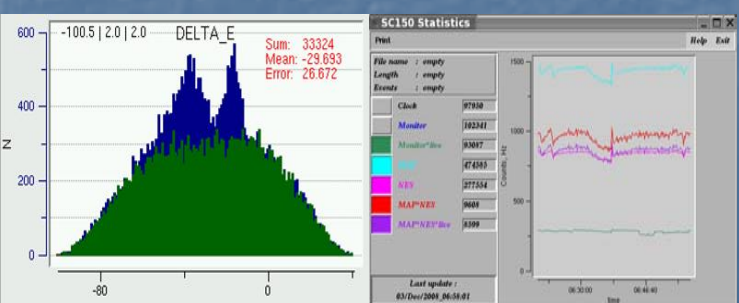
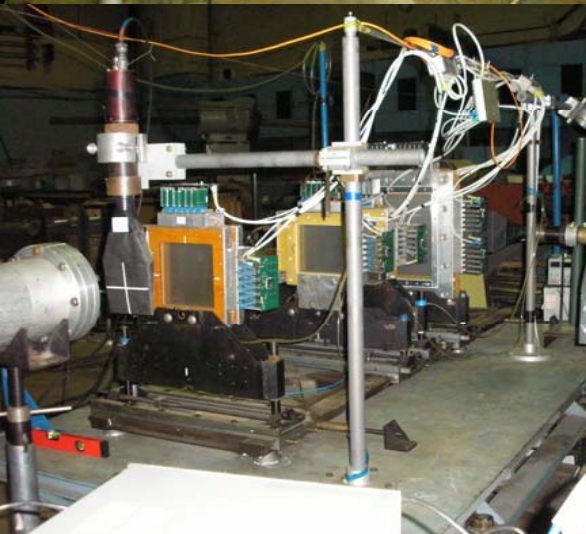


NES

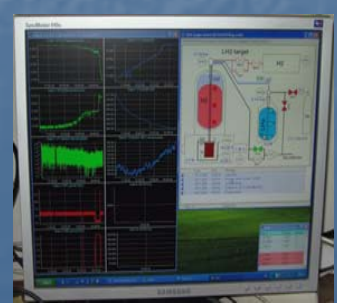
MAP

NES polarimeter

MAP polarimeter



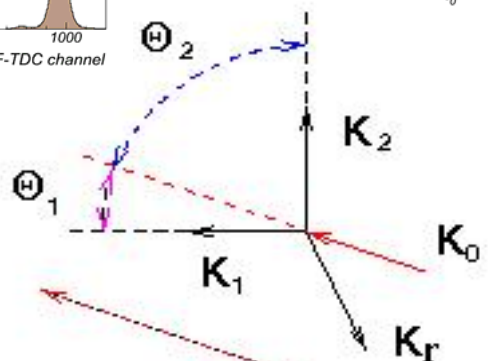
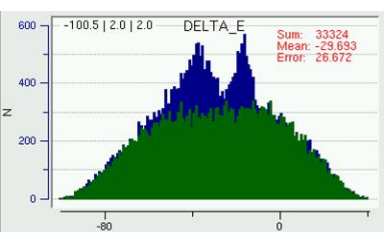
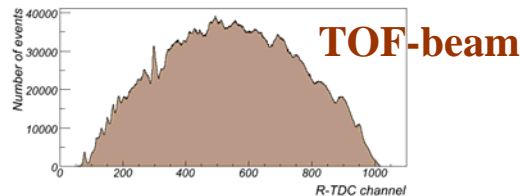
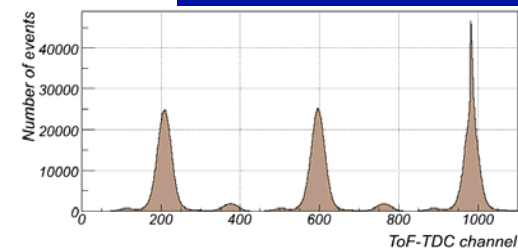
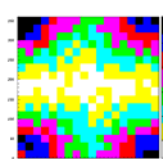
Control room



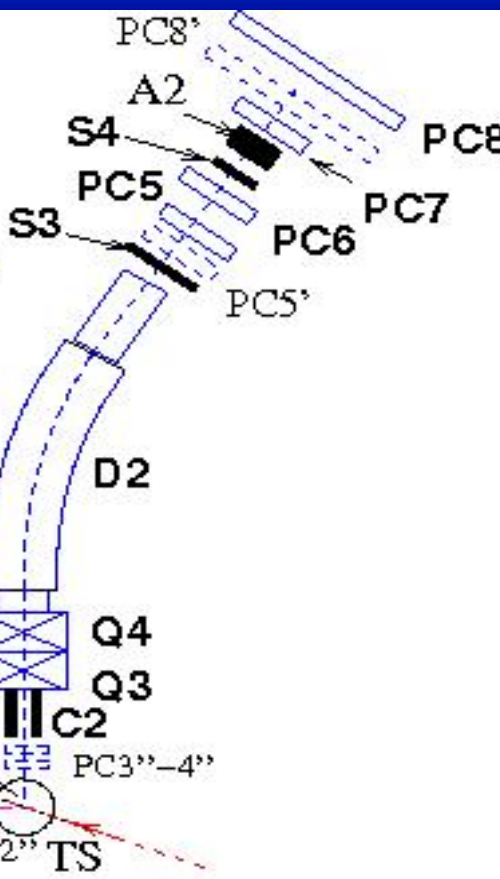
04/03/2014

EXPERIMENTAL setup

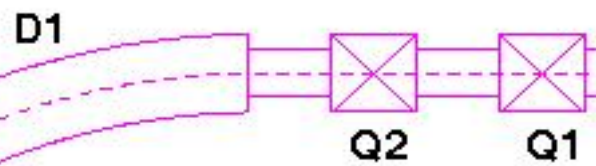
O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 76 , 871 (2013)



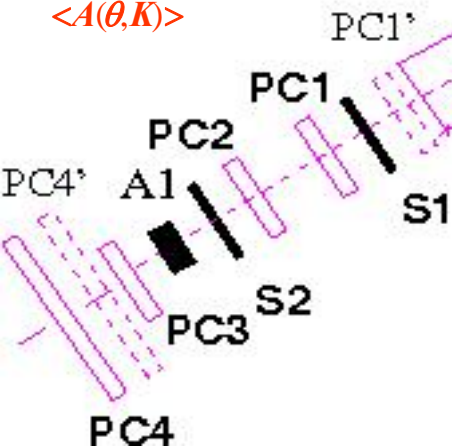
Spectrometer NES



Proton beam



Spectrometer MAP



$$C_{mm} = 4 \langle \cos \phi_1 \cos \phi_2 \rangle / A_{12}$$

$$C_{s's''} = 4 \langle \sin \phi_1 \sin \phi_2 \rangle / A_{12}$$

$$C_{s'n} = 4 \langle \sin \phi_1 \cos \phi_2 \rangle / A_{12}$$

$$C_{ns''} = 4 \langle \cos \phi_1 \sin \phi_2 \rangle / A_{12}$$

where $A_{12} = \langle A_1(\theta_1, K_1) \rangle \langle A_2(\theta_2, K_2) \rangle$

$$P = \frac{2 \langle \cos \phi \rangle}{\langle A(\theta, K) \rangle}$$

Parameters of the magnetic spectrometers

Spectrometer	NES	MAP
Maximum particle momentum K, [GeV/c]	1.0	1.7
Axial trajectory radius ρ , [m]	3.27	5.5
Deflection angle β , [deg]	37.2	24.0
Dispersion in the focal plan Df, [mm/%]	24	22
Solid angle acceptance Ω , [sr]	3.1×10^{-3}	4.0×10^{-4}
Momentum acceptance $\Delta K/K$, [%]	8.0	8.0
Energy resolution (FWHM), [MeV]	~ 2.0	~ 1.5

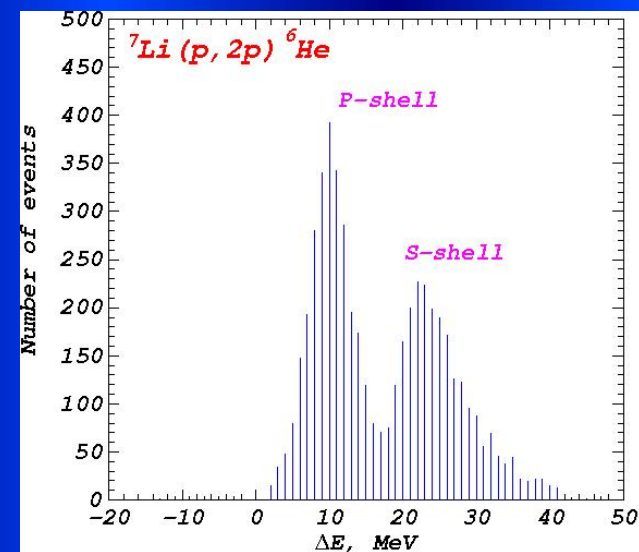
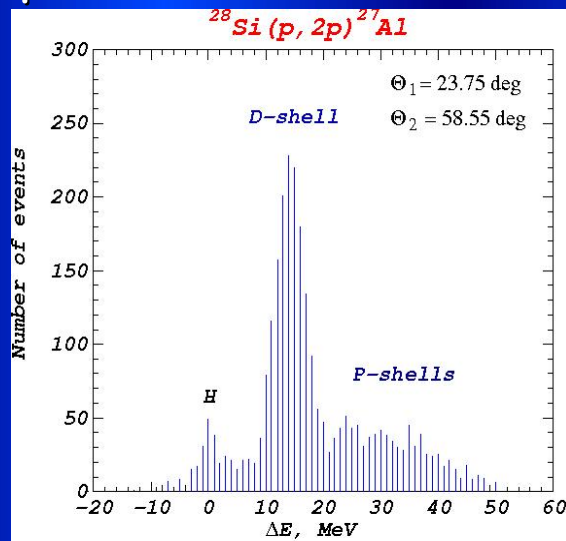
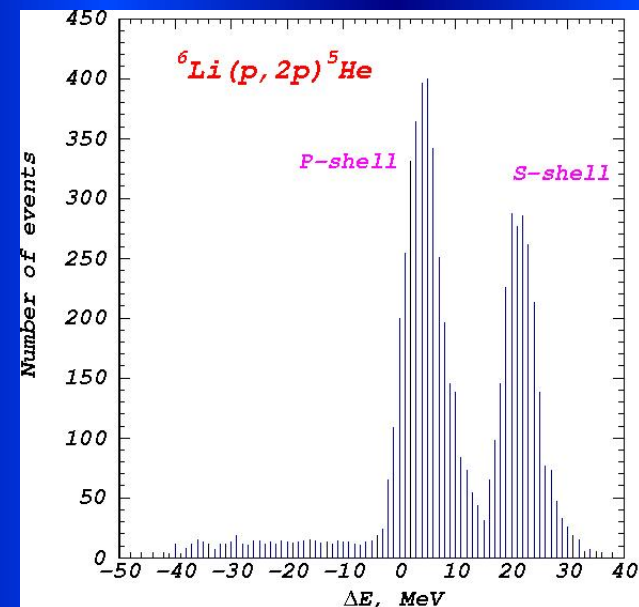
Polarimeter parameters

Polarimeter	NES	MAP
Carbon block thickness, [mm]	79	199
Polar angular range, [deg]	6 - 18	3 - 16
Average analyzing power	> 0.46	> 0.23
Efficiency, [%]	~ 2	~ 5

Первые эксперименты

G. Jacob and T. Maris, Nucl.Phys.A257 (1976) 517

- Эффективная поляризация (ЭП) протонов на оболочках ядер с $l \neq 0$, проявляющаяся в реакции $(p, 2p)$, была предсказана Т.Марисом и впервые обнаружена в эксперименте в TRIUMF при энергии 200 МэВ.
- Обусловлена спин-орбитальным взаимодействием и поглощением.
- Наша цель - через наблюдение эффекта ЭП ответить на вопрос: применима ли модель оболочек с jj -связью для ядра ${}^6\text{Li}$ (Spin=1).
- Исследуются также ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^{28}\text{Si}$, для которых эта модель применима.



Основные результаты 1993, 1995-1999

O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. Vol. 63, 824 (2000)

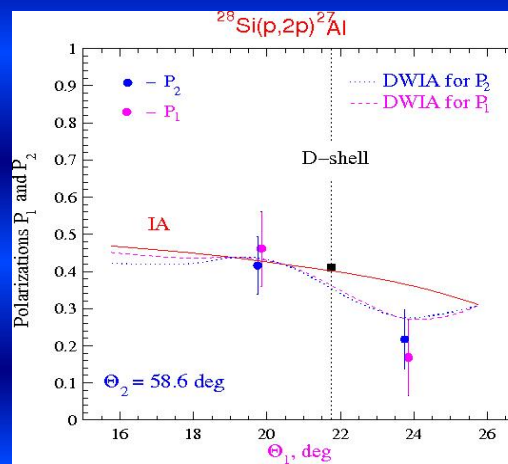
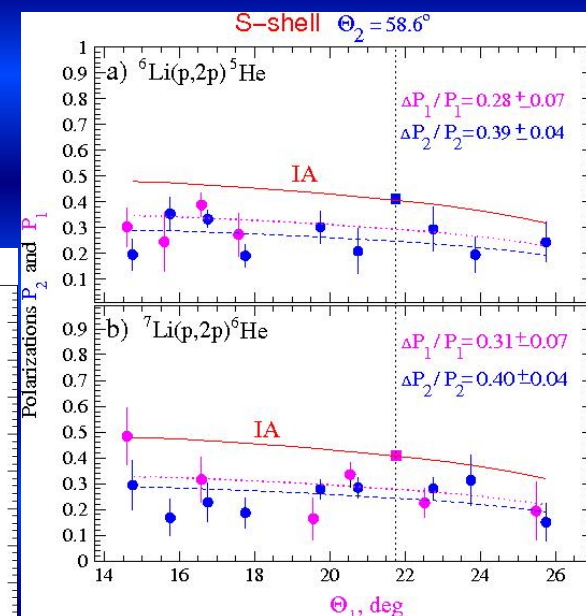
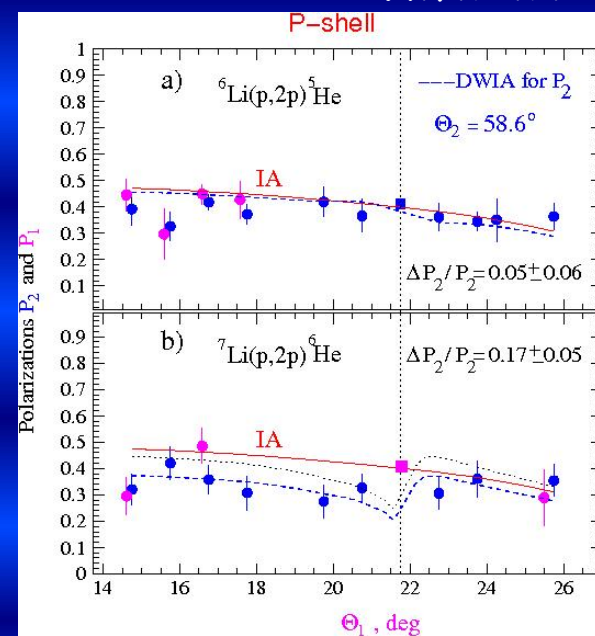
O.V Miklukho et al., Nucl.Phys. A683, 145 (2001)

- Явление эффективной поляризации ядерных протонов существует. При энергии 1 ГэВ проявляется в узких кинематических областях.
- Спин-орбитальная структура внешней оболочки ядра ${}^6\text{Li}$ не описывается в рамках модели оболочек с jj – связью в области импульсов ядерных протонов $K < 50 \text{ MeV/c}$.
- Наблюдается $P_{3/2}$ - резонанс при $K \sim 150 \text{ MeV/c}$ в реакции с протонами внешней оболочки ядра ${}^6\text{Li}$.
- Обнаружено сильное падение поляризации вторичных протонов в обоих каналах спектрометра в реакции $(p,2p)$ с протонами S – оболочек ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$.

Новый поляризационный эффект ?

1998 – построен поляриметр МАТТ !

04/03/2014



Motivation of the experiments 2000-2001

V.A.Andreev et al., Phys.Rev. C69 (2004)

- QHD and QCD predictions
- Clear reduction of analyzing power in (p,2p) reaction with the nuclear S-shell protons in TRIUMF - 504 MeV, RCNP - 392 MeV and polarization in PNPI - 1 GeV experiments
- *Can not be reproduced in non-relativistic framework*
- *Relativistic models work better*

● Modification of nucleon spinor

Dirac approach : strong Scalar and Vector potential

$M^* = M + S \rightarrow$ enhancement of lower component

(Relativistic Distortion Effect)

C.J. Horowitz et al., PR. C33 (1986)

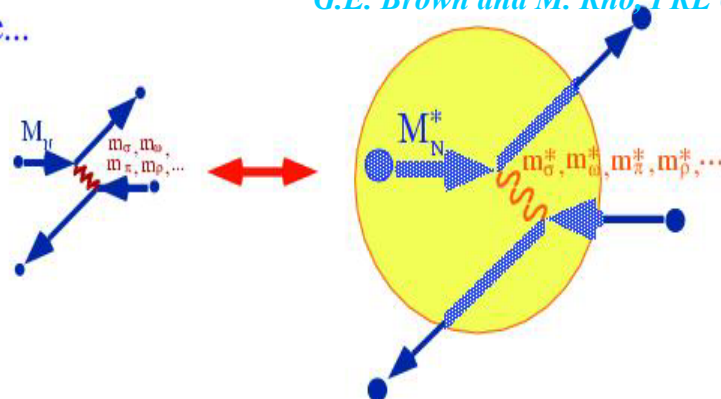
● Modification of meson mass

Modification of vacuum by quark field

(Partial restoration of chiral symmetry)

G.E. Brown and M. Rho, PRL 66, (1991).

i.e...



$$M = a + b\sigma_{1n}\sigma_{2n} + c(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + e\sigma_{1m}\sigma_{2m} + f\sigma_{1l}\sigma_{2l}$$

$$P_n = 2\text{Re}((a + b)c^*) / \sigma$$

Kinematics :

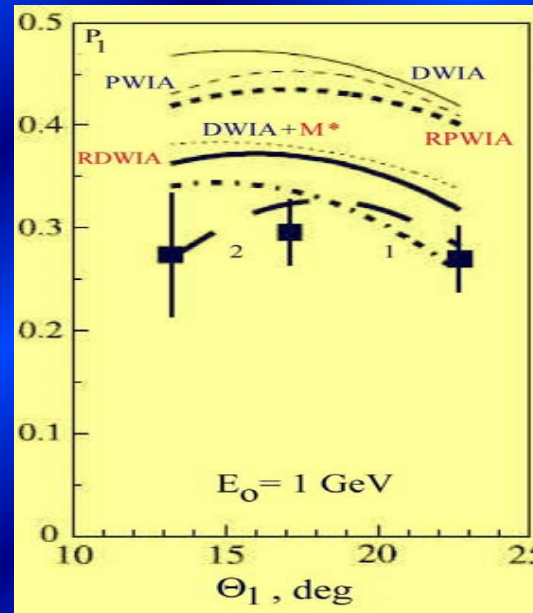
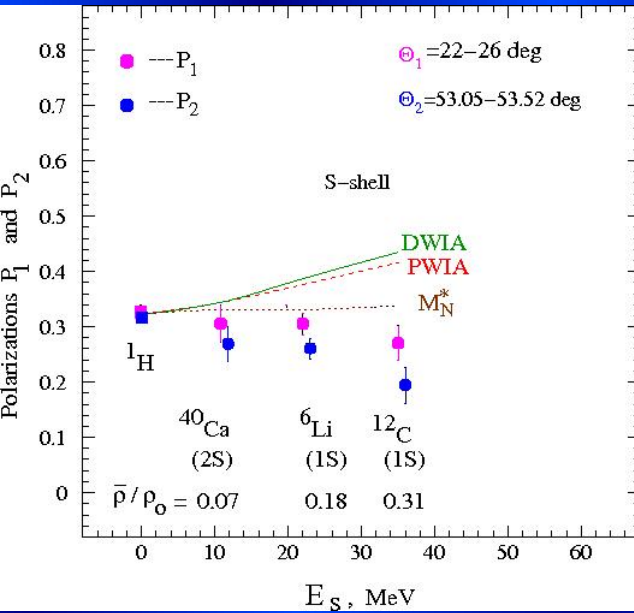
Momentum of the S-shell proton before the interaction is close to zero

Effective polarization is zero

PNPI-RCNP experiments 2000-2001

G.C. Hillhouse and T. Noro, Phys.Rev. C74 (2006)

V.A. Andreev et al., Phys.Rev. C69 (2004)



Noro et al., PR C72 (2005)

Since there is a good correlation between the A_y data and the separation energy, or equivalently the Q value of the reaction, one may speculate that the inclusion of the energy off-shell effect of the NN interaction could possibly explain the A_y suppression. In a trial calculation, however, the inclusion of the energy off-shell effect based on the AV18 NN potential within the NRPWIA model caused a negligible change of less than 0.01 for A_y for the present kinematical conditions.

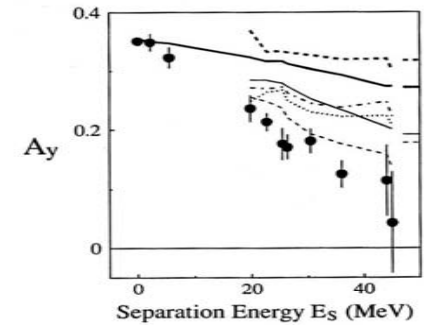
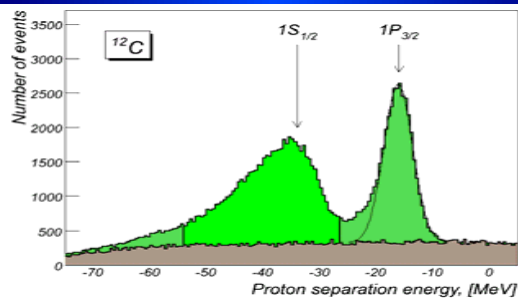


FIG. 3. Comparison of experimental data to various models for A_y at various energies. The solid line (PWIA) and dashed line (DWIA) are Schödl's predictions, independent of the NN interaction. The dotted line (NRPWIA) and dash-dotted line (NRPWIA+off-shell) are predictions, respectively, corresponding to the present calculation.



$$1 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = \xi = 0.6 ; \quad \left\{ \begin{array}{l} m_i - \text{free meson mass} \\ m_i^* - \text{meson mass in nucleus} \end{array} \right. \\ \frac{g_{\sigma N}^*}{g_{\sigma N}} = \frac{g_{\omega N}^*}{g_{\omega N}} = \chi = 0.6 ; \quad \left\{ \begin{array}{l} g_{iN} - \text{in free space} \\ g_{iN}^* - \text{in nuclear matter} \end{array} \right. \end{array} \right.$$

$$2 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = 1. ; \quad \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = 0.6 \\ \chi = 1. \end{array} \right.$$



Мы не ждем пока схода с массовой поверхности

Kinematics :
Momentum of the S-shell proton before the interaction is close to zero

$$\frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} \equiv \xi,$$

$$\frac{g_{\sigma N}^*}{g_{\sigma N}} = \frac{g_{\omega N}^*}{g_{\omega N}} \equiv \chi$$

$$\hat{F} \sim \frac{g_j^2}{q^2 + m_j^2} (1 + q^2/\Lambda_j^2)^{-2}$$

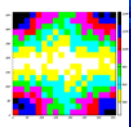
Наблюдения в экспериментах 2000-2001

V.A. Andreev et al., Phys.Rev. C69 (2004)

- Наблюдается отличие поляризации вторичных протонов в реакции $(p,2p)$ с протонами S-оболочек ядер при энергии 1 ГэВ от предсказаний нерелятивистских теорий (PWIA, DWIA), основанных на параметрах свободного нуклон-нуклонного рассеяния. Величина этого отличия определяется эффективной плотностью ядерной материи, что указывает на модификацию матрицы pp - рассеяния в ядерной среде.
- Учет релятивистских поправок, связанных с модификацией нуклонного спинора Дирака в ядерном поле, приближает результаты расчета к наблюдаемой на опыте величине поляризации. Для описания углеродных данных требуется учесть модификацию масс обменных мезонов и мезон-нуклонных констант связи в ядерной среде.
- Наблюдается систематическое превышение поляризации рассеянного протона P_1 над поляризацией протона отдачи P_2 .

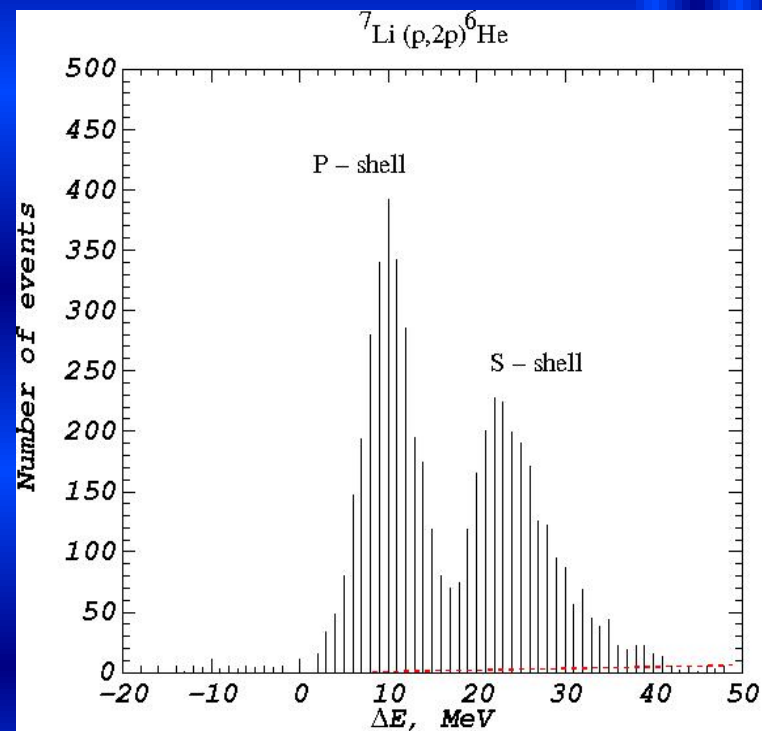
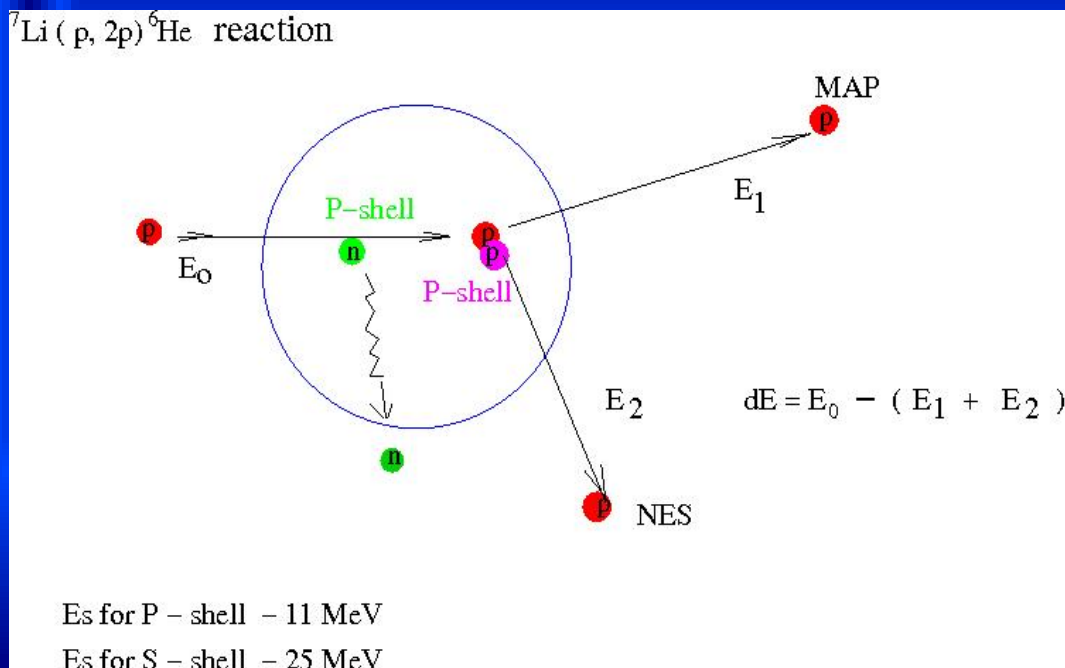
Новый поляризационный эффект ?

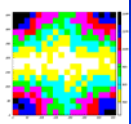
Для полноты исследований необходимо измерить поляризацию в реакции $(p,2p)$ с ${}^4\text{He}$ (требуется жидкая мишень) и с протонами 1S-оболочки ($E_s \sim 50$ MeV) ядра ${}^{40}\text{Ca}$ (требуется быстрая электроника поляриметров).



Motivation of the experiment with the ^4He target 2004

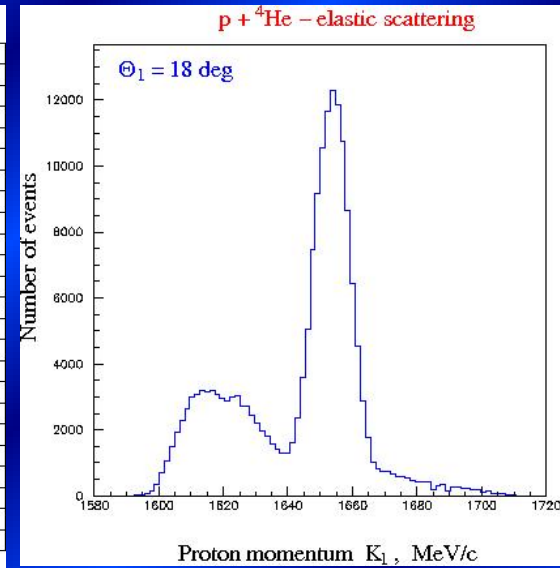
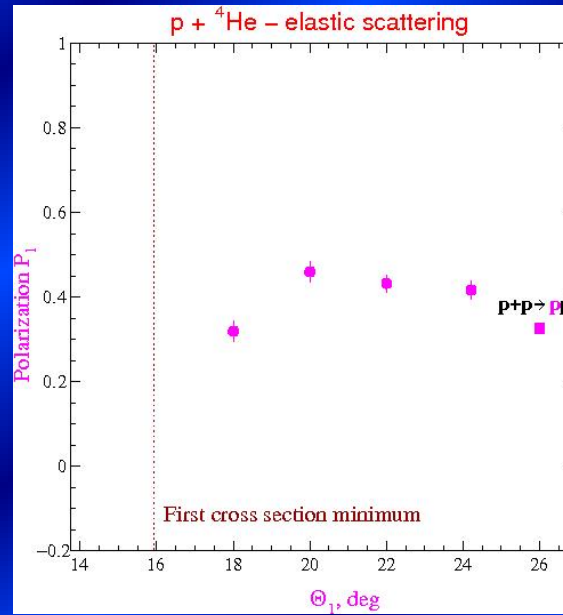
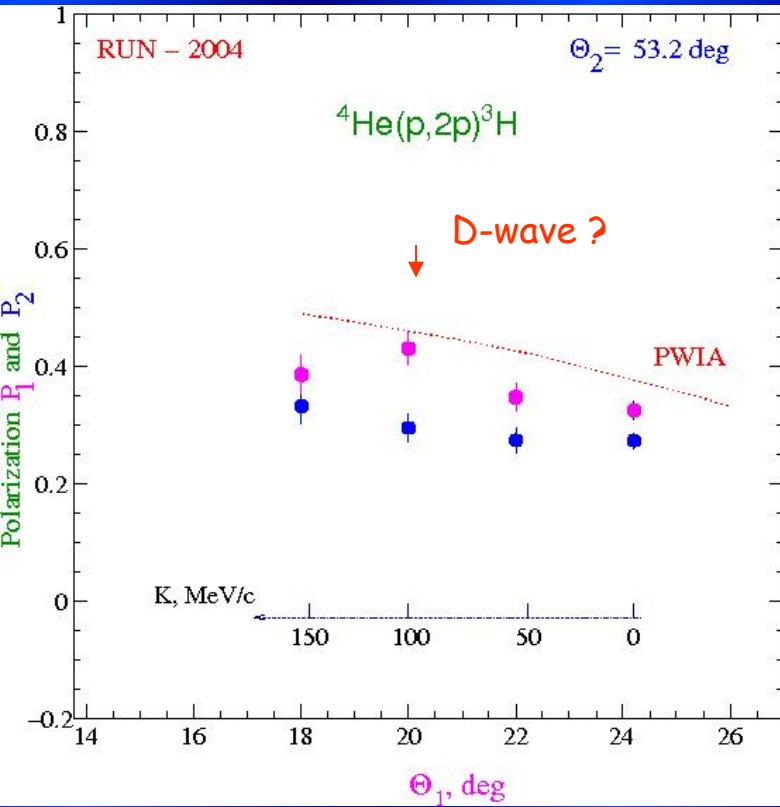
Возможно, что эффект ядерной модификации и различие поляризаций в МАТе и НЭСе связаны с "multi-step" процессами ?



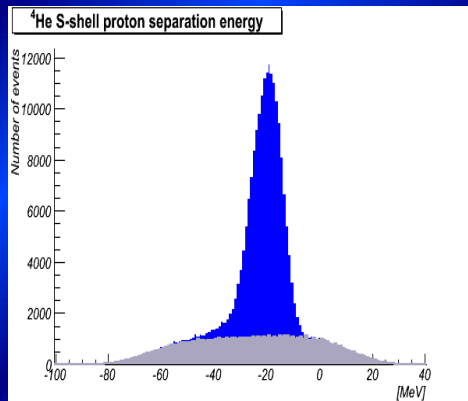


Experiment 2004

O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 63, 474 (2006)



2004-создана жидкая гелиевая мишень !



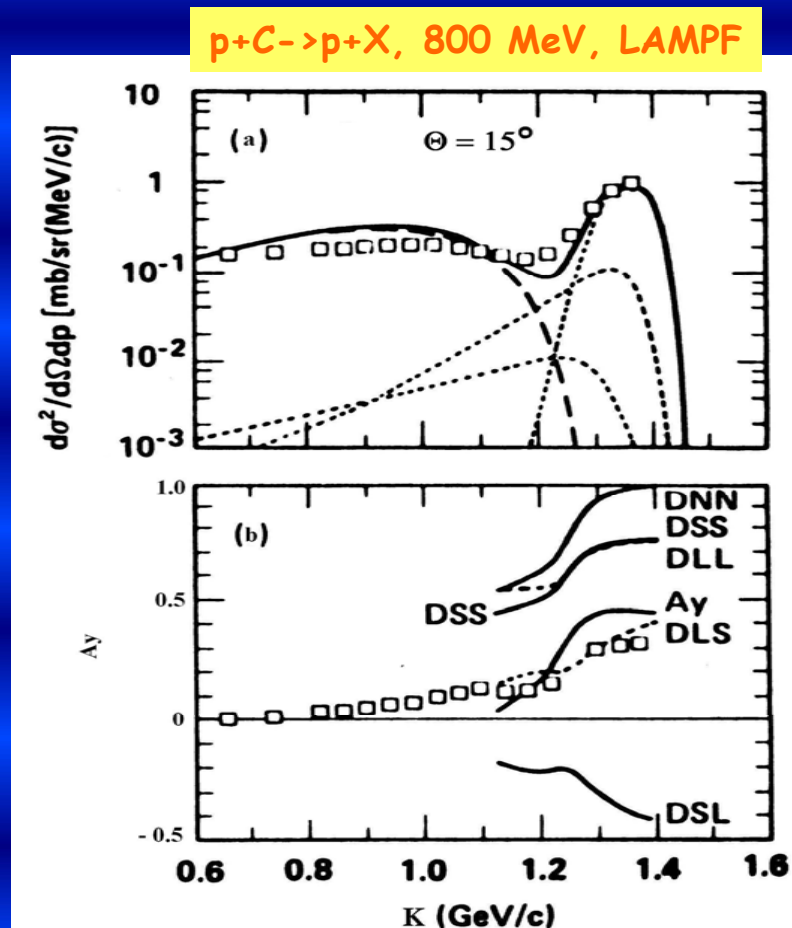
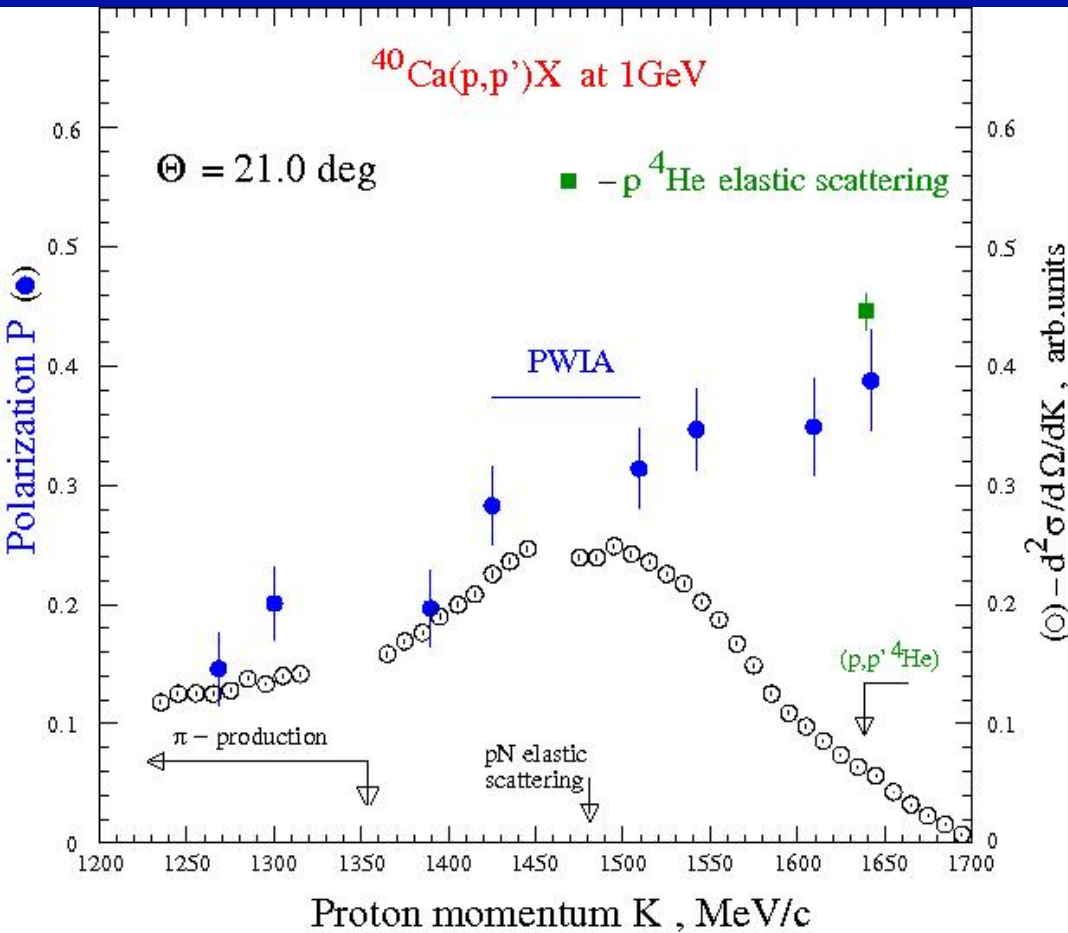
Inclusive experiment at PNPI in 2006

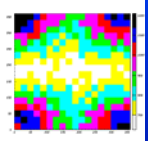
Ожидание CROS-3

Мотивация: Оценить интегральный вклад от "multi-step" процессов в реакции (p,2p) с протонами 1S-оболочки ядра ^{40}Ca (энергия связи ~ 50 МэВ).

O.V. Miklukho et al., arXiv: 1103.6113v1 [nucl-ex] 31 Mar 2011

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





Motivation of the experiments 2007-2010

Создана электроника CROS-3 !

O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 73 (2010) 927

$$M = a + b\sigma_{1n}\sigma_{2n} + c(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + e\sigma_{1m}\sigma_{2m} + f\sigma_{1l}\sigma_{2l}$$

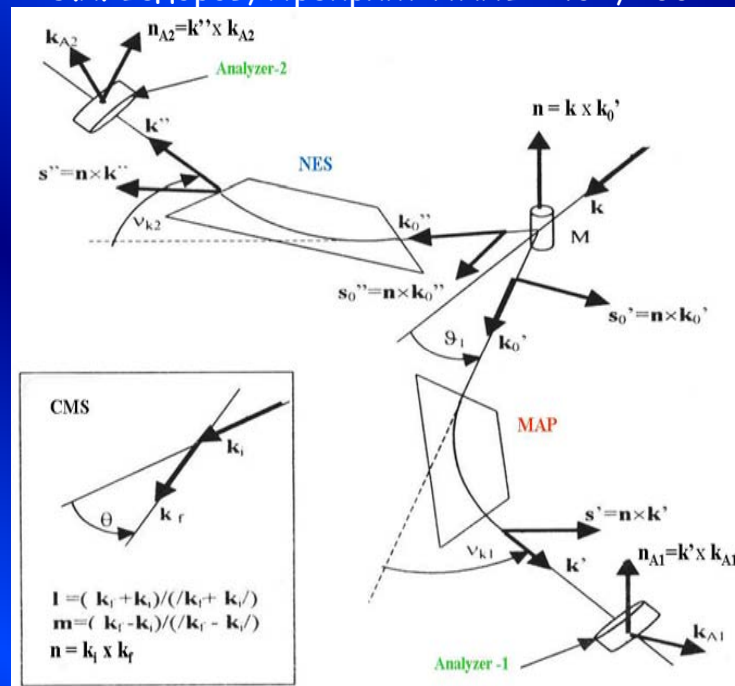
$$P_{nn} = 2\text{Re}((a + b)c^*) / \sigma$$

$$C_{nn} = 2(|c|^2 + \text{Re}(ab^* - ef^*)) / \sigma$$

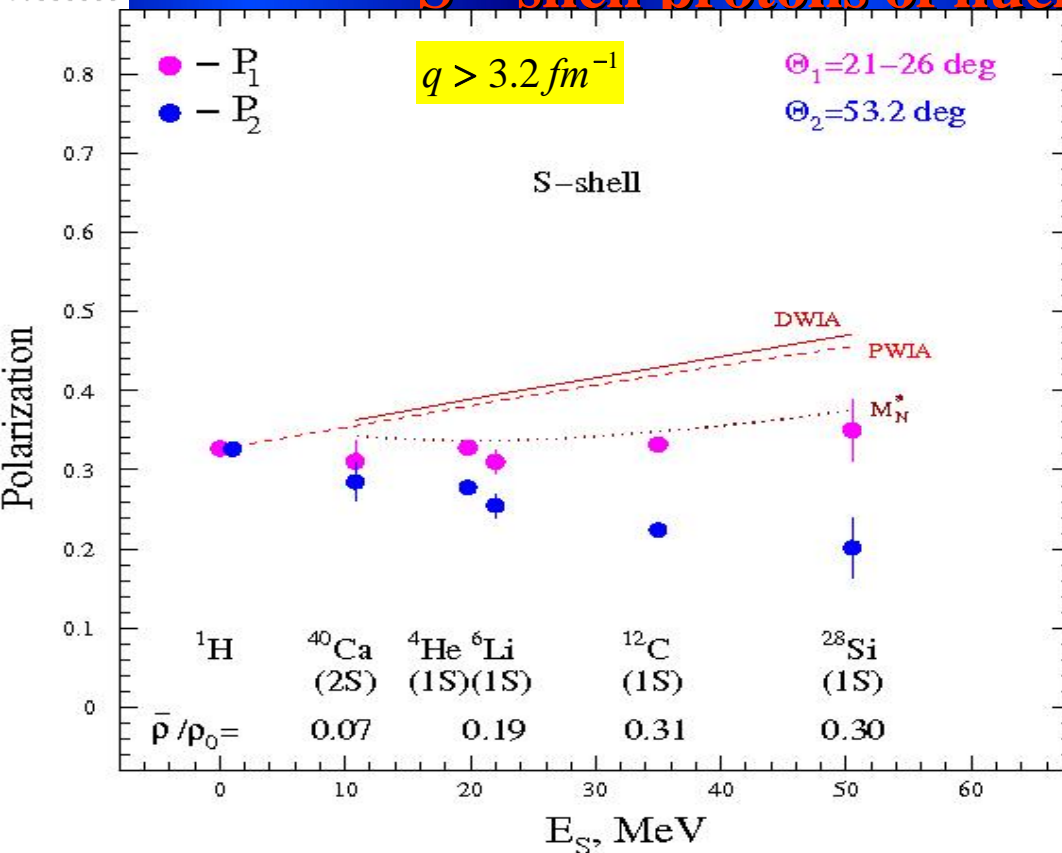
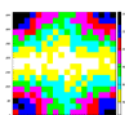
C_{nn} is not distorted by magnetic fields of the two-arm spectrometer

- To do our studies of the medium effect more comprehensive, the spin correlation parameters for ^4He and ^{12}C were measured
- At that, statistics in polarization measurement with ^4He and ^{12}C was essentially increased (we increased statistics and for another targets early used)
- We also measured polarization in the reaction with 1S-shell protons of ^{28}Si with separation energy close to that of ^{40}Ca

О.Я. Федоров, Препринт ПИЯФ-2432, 2001



Polarization in the (p,2p) reaction with S – shell protons of nuclei at 1 GeV



O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 76 (2013)
Observations :

- *Различие между PWIA и DWIA небольшое -> искажения волновых функций протонов не существенны*
- *Предсказания DWIA* с учетом релятивистских поправок (искажение протонного спинора Дирака в ядерной среде, M_N^*) близки к экспериментальным данным по поляризации P_1 в исследованной кинематической области*
- *Различие поляризаций вторичных протонов P_1 и P_2 в рамках PWIA, DWIA и DWIA* очень маленькое (менее чем 0.005 при переданных импульсах $q > 3.2 \text{ fm}^{-1}$)*
- *Обнаружено большое различие экспериментальных значений поляризаций рассеянного протона P_1 и протона отдачи P_2*

$$\bar{\rho} = \frac{\int_0^\infty \rho(r) D(r) dr}{\int_0^\infty D(r) dr}, \quad \rho_0 = 0.19 \text{ fm}^{-3}$$

$$D(r) = \int \chi_1^*(\vec{r}) \chi_2^*(\vec{r}) \chi_0(\vec{r}) \phi(\vec{r}) r^2 d\Omega$$

Kinematics :
Momentum of the S-shell proton before the interaction is close to zero

All curves were obtained using the THREEDEE code

K. Hatanaka, Phys.Rev.Lett. 78, 1014 (1997)

04/03/2014

N.S. Chant and P.G. Roos, PR C 27, 1060 (1983)

Calculation for ^4He was only performed in the PWIA

14

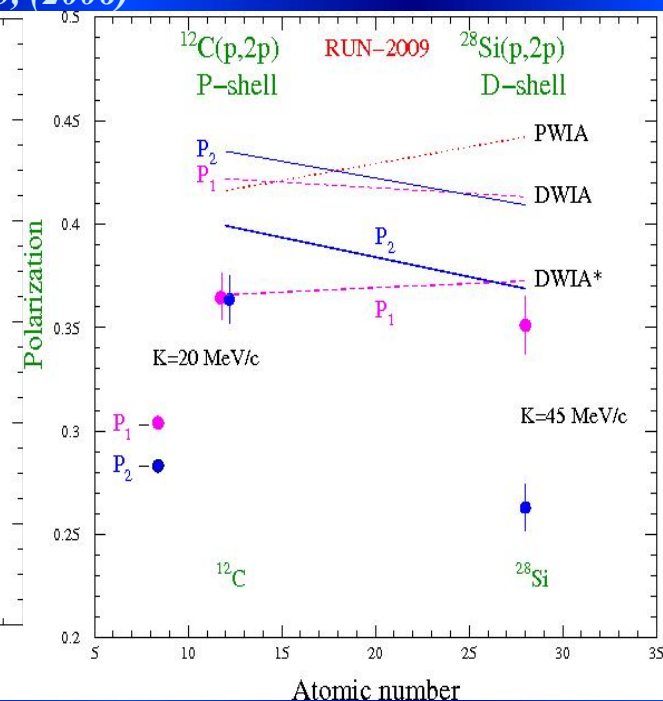
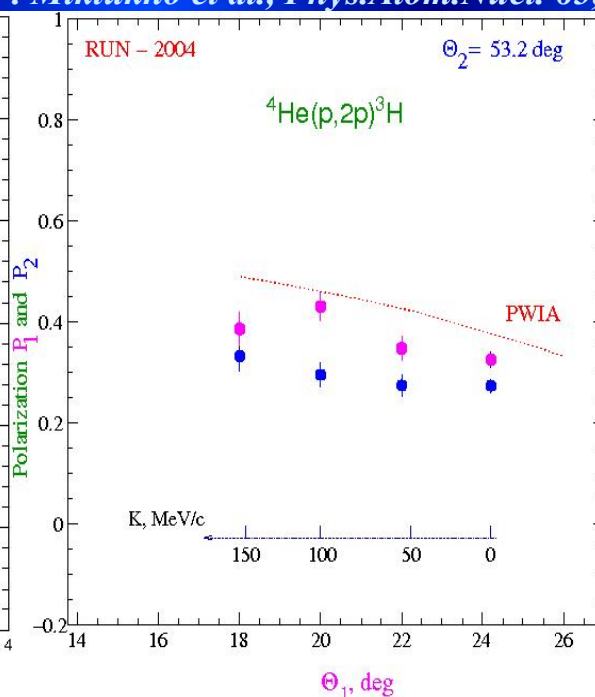
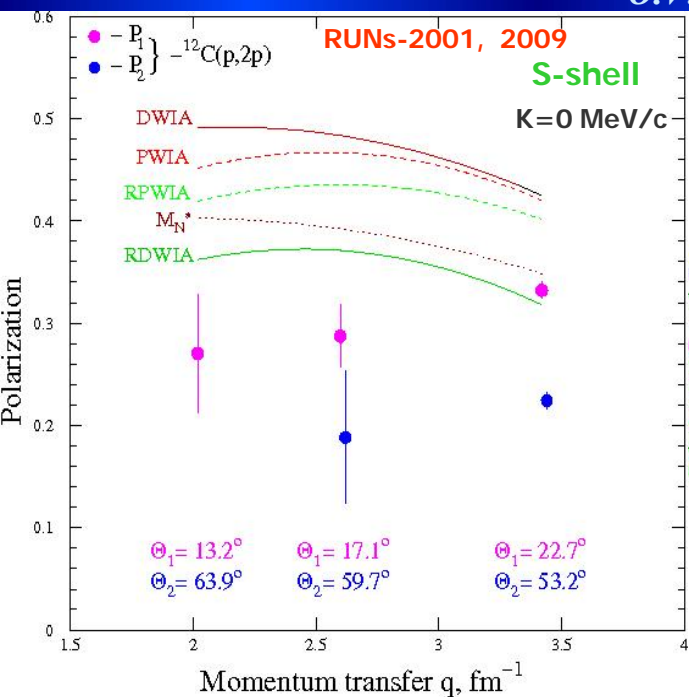
The difference of polarizations P_1 and P_2 from other our experiments

V.A. Andreev et al., Phys.Rev. C69, (2004)

O.V. Miklukho et al., arXiv:1402.0308v1

O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 63, (2006)

[nucl-ex] 3 Feb 2014



The polarization difference is observed at different values of the transferred momentum q

The difference is in a wide range of the nuclear proton momentum K

The effect exists in scattering off the D-shell protons of ${}^{28}\text{Si}$ and is absent in interaction with the P-shell protons of ${}^{12}\text{C}$

Пояснения

Параметры корреляции спинов C_{ij}

C_{ij} , первый индекс относится к рассеянному протону, второй - к протону отдачи ($i, j = (n \text{ or } s)$)

n - вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния

s - вектор, перпендикулярный n , импульсу частицы и лежащий в плоскости рассеяния

Двухмерное азимутальное распределение:

$$K(\phi_1, \phi_2) = I_0 \{1 + A_1 P_{1n} \cos \phi_1 + A_2 P_{2n} \cos \phi_2 + A_1 A_2 [C_{nn} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{s's''} \sin \phi_1 \sin \phi_2] + A_1 A_2 [C_{ns''} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + C_{s'n} \sin \phi_1 \cos \phi_2]\}$$

C_{nn} - не изменяется при переходе из системы центра масс в лаб. систему и в магнитном поле спектрометров

$C_{s's''}$ - искажается при этом переходе и в магнитном поле из-за аномального магнитного момента протона

$$C_{s's''} = -C_{mm} \cos(\alpha - \nu_1) \cos(\beta + \nu_2) - C_{ll} \sin(\alpha - \nu_1) \sin(\beta + \nu_2) + C_{ml} \sin(\alpha - \nu_1 + \beta + \nu_2)$$

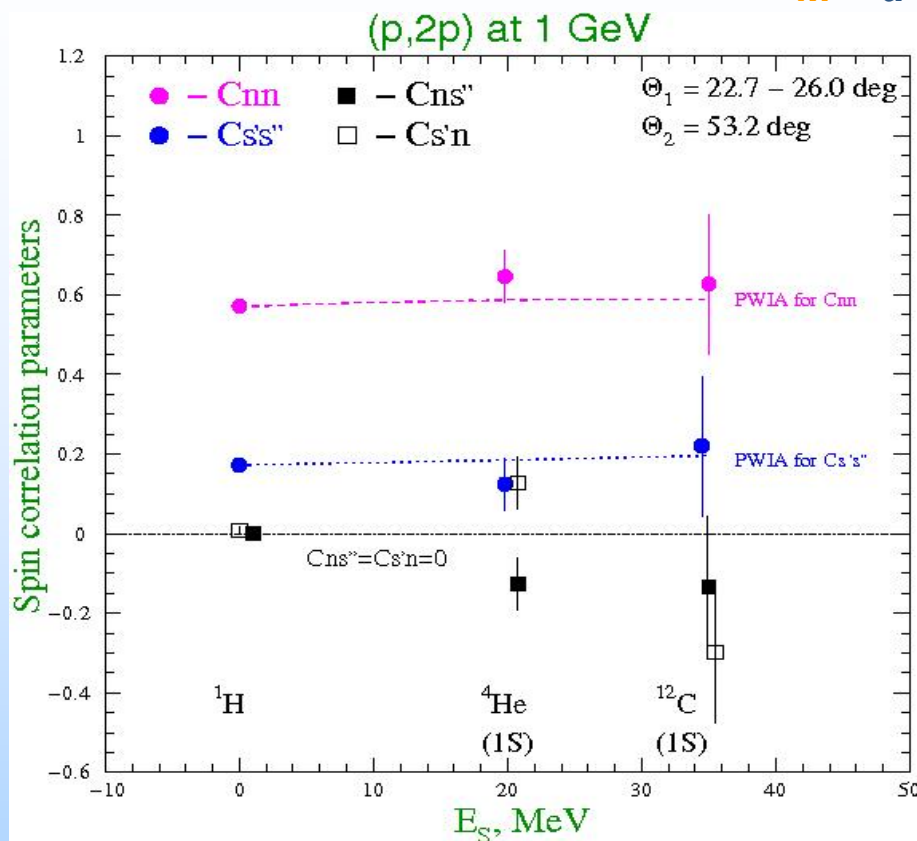
$C_{ns''} = C_{s'n} = 0$ в упругом pp-рассеянии (сохранение четности)

Г. Файснер: C_{nn} - вероятность того, что если спин рассеянного протона направлен вверх, то и спин протона отдачи направлен вверх

Spin correlation parameters

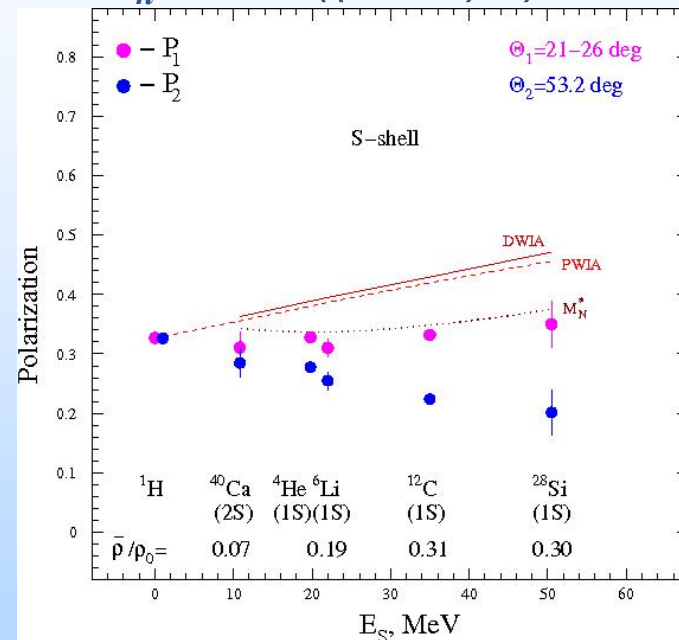
O.V. Miklukho et al., Phys.Atom.Nucl. 76 (2013) 871

$$M = a + b\sigma_{1n}\sigma_{2n} + c(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + e\sigma_{1m}\sigma_{2m} + f\sigma_{1l}\sigma_{2l}$$



$$C_{nn} = 2(|c|^2 + \text{Re}(ab^* - ef^*)) / \sigma$$

$$P_n = 2\text{Re}((a + b)c^*) / \sigma$$



Observations: 1. C_{nn} описывается в рамках PWIA \rightarrow нет эффекта ядерной среды как в P ?
 Связано ли это со сбросом поляризации протона отдачи?

Возможно неизвестный spin-flip механизм компенсирует эффект ядерной среды!

2. В упругом pp-рассеянии $C_{ns''}=C_{s'n}=0$ (сохранение четности) \rightarrow что случилось с этими параметрами в реакции (p,2p)?

Test: Измеренные значения всех четырех корреляционных параметров для фона случайных совпадений равны нулю, как и должно быть!

Пояснения

Относительный сброс поляризации

G. Jacob and T. Maris, Nucl.Phys. A257 (1976) 517

Следствие:
если $\alpha = 1$, то $P = -P_0$

Beam polarization

Final polarization

$$P_0 = \frac{N_0^+ - N_0^-}{N_0^+ + N_0^-}$$

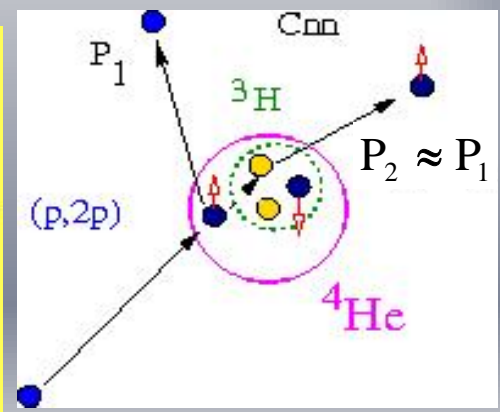
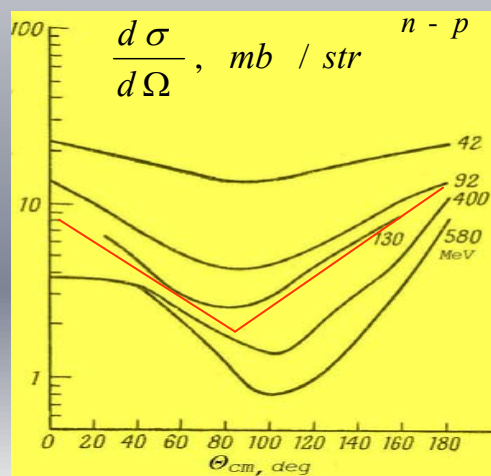
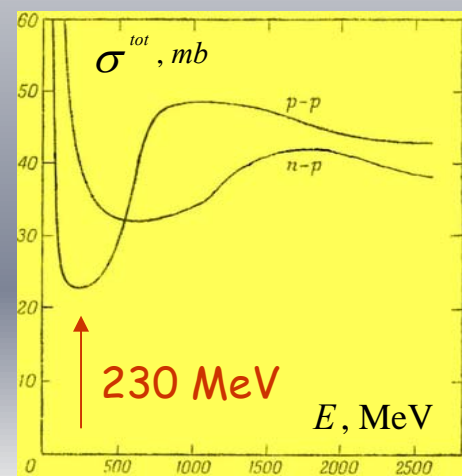
$$P = \frac{(N_0^+ - \alpha N_0^+ + \alpha N_0^-) - (N_0^- - \alpha N_0^- + \alpha N_0^+)}{N_0^+ + N_0^-} = P_0(1 - 2\alpha)$$

α --- spin-flip probability $\uparrow \downarrow$

$$g = \frac{P_0 - P}{P_0} = 2\alpha$$

Relative polarization dropping

Cross sections in the elastic Np scattering



Possible explanation of the observed data

O.V. Miklukho et al., arXiv:1402.0308v1 [nucl-ex] 3 Feb 2014

Предположим, что существует “spin-flip” взаимодействие протона отдачи с остаточным ядром, которое не учитывается теорией. Это взаимодействие, в соответствии с принципом Паули, изменяет направление спина протона на противоположное и, как следствие, знаки поляризации и параметра C_{nn}

Относительный вклад этого механизма α может быть определен из эксперимента через относительный сброс поляризации протонов отдачи g

Найдем среднее значение поляризации протонов отдачи:
в числителе используется теоретическое предсказание ($P_2 = P_1$)

$$\overline{P_2} = \frac{P_2 + \alpha(-P_2)}{1 + \alpha} = \frac{P_1 + \alpha(-P_1)}{1 + \alpha} = \frac{(1 - \alpha)}{(1 + \alpha)} P_1$$

и среднее значение параметра корреляции C_{nn} :

$$\overline{C_{nn}} = \frac{C_{nn} + \alpha(-C_{nn})}{1 + \alpha} = \frac{(1 - \alpha)}{(1 + \alpha)} C_{nn}$$

Относительный сброс поляризации:

$$g = \frac{P_1 - \overline{P_2}}{P_1} = \frac{C_{nn} - \overline{C_{nn}}}{C_{nn}} = \frac{2\alpha}{(1 + \alpha)}$$

Находим значения α :

$$\alpha_{3H} = 0.083 \pm 0.010$$

$$\alpha_{11B} = 0.194 \pm 0.022$$

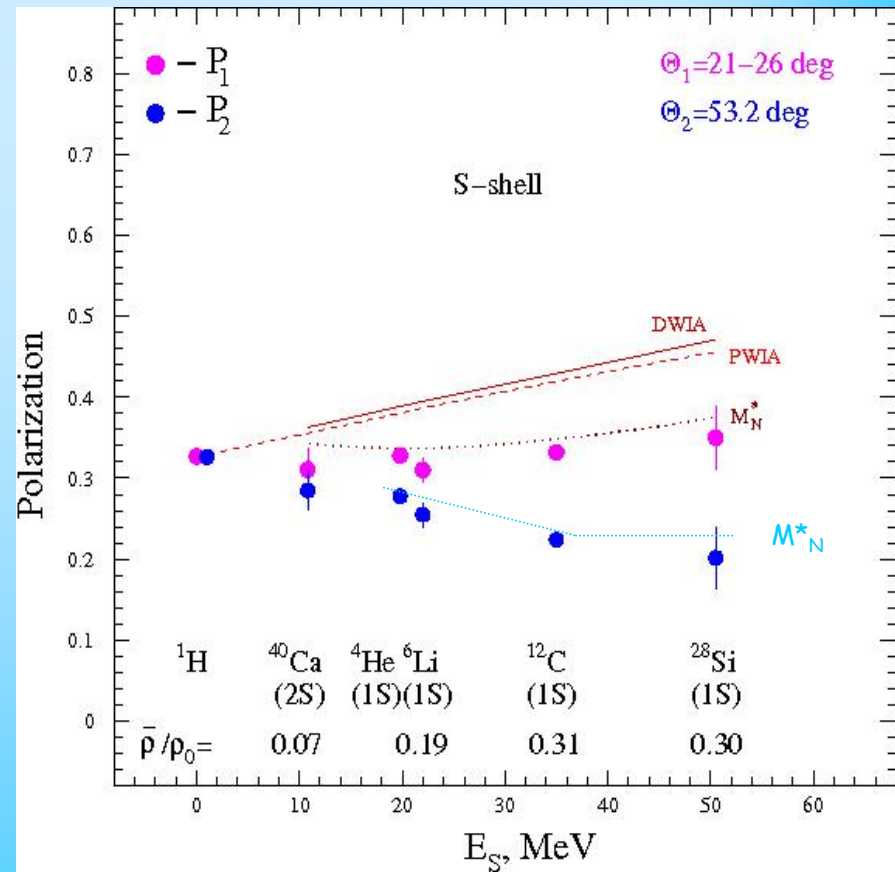
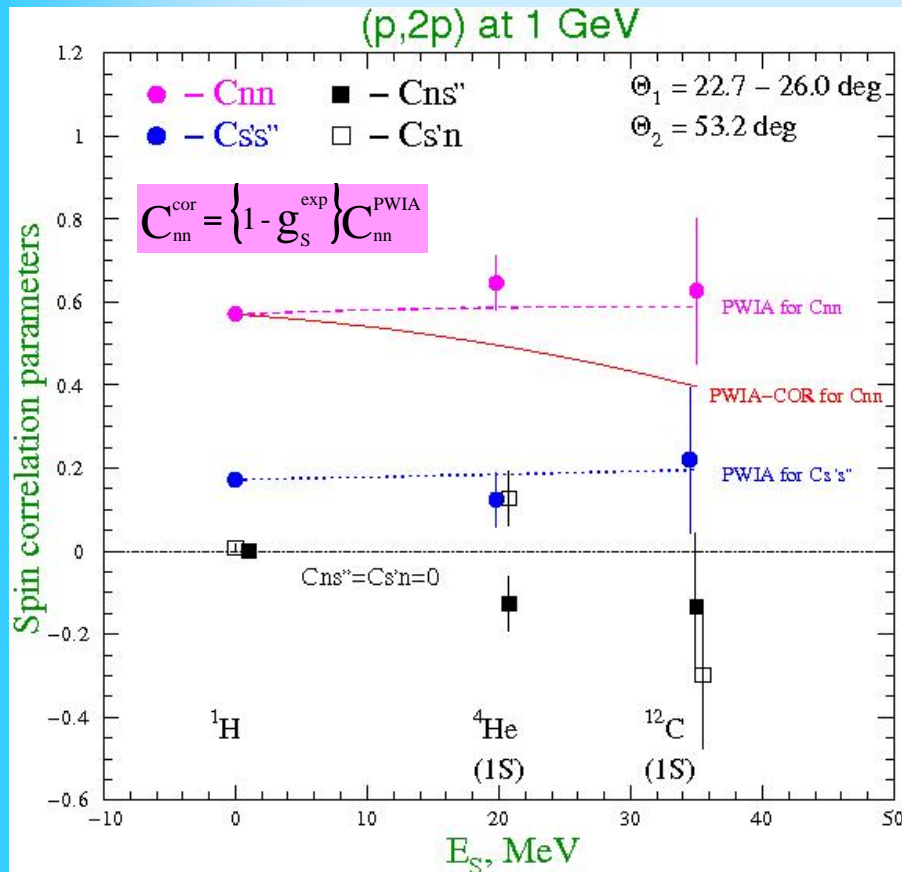
Эксперимент дает:

$$g_s^{\text{EXP}}(^4\text{He}) = 0.153 \pm 0.018$$

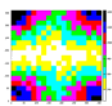
$$g_s^{\text{EXP}}(^{12}\text{C}) = 0.325 \pm 0.031$$

$$C_{nn}^{\text{cor}} = \left\{ 1 - g_s^{\text{exp}} \right\} C_{nn}^{\text{PWIA}}$$

Spin correlation parameters



Предсказание анализа : **ядерная среда увеличивает параметр C_{nn} , уменьшая поляризацию P**



Mixed spin correlation parameters

$$\overline{C_{nn}} = \frac{C_{nn} + \alpha C_{n,-n}}{1 + \alpha}$$

$$C_{n,-n} = -C_{nn}$$

$$\overline{C_{s's''}} = \frac{C_{s's''} + \alpha C_{s',-s''}}{1 + \alpha}$$

$$C_{s',-s''} = -C_{s's''}$$

$$C_{s's''} = -C_{mm} \cos(\alpha - \nu_1) \cos(\beta + \nu_2) +$$

$$-C_{ll} \sin(\alpha - \nu_1) \sin(\beta + \nu_2) +$$

$$+C_{ml} \sin(\alpha - \nu_1 + \beta + \nu_2)$$

$$\overline{C_{ns''}} = \frac{C_{ns''} + \alpha C_{n,-s''}}{1 + \alpha}$$

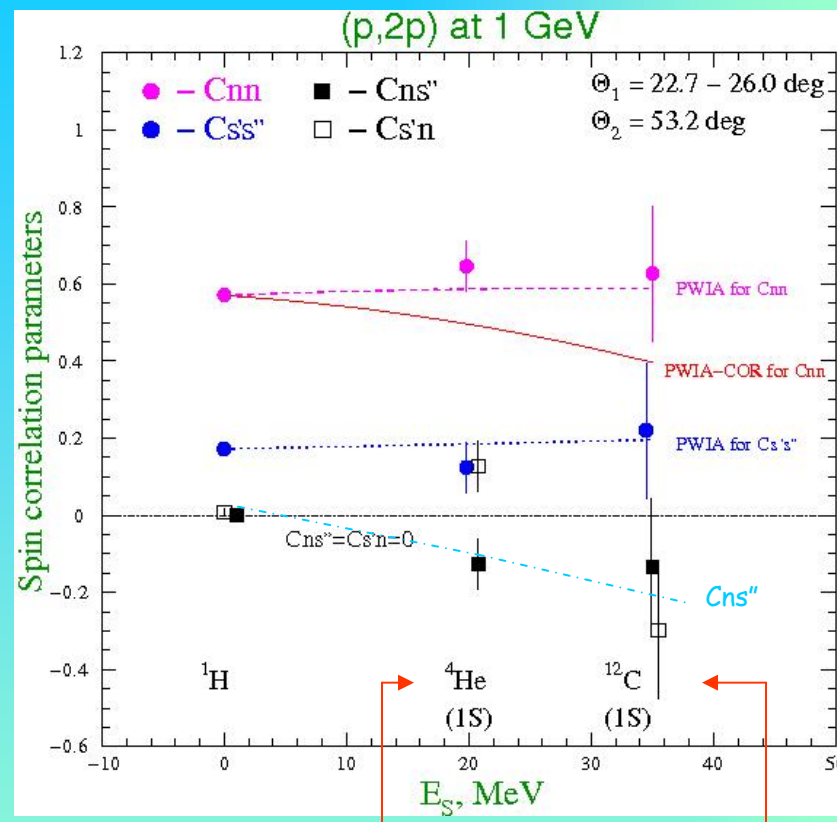
$$C_{n,-s''} \approx -C_{nn}$$

из-за 100% корреляции между n_2 и s''

$$\overline{C_{s'n}} = \frac{C_{s'n} + \alpha C_{s',-n}}{1 + \alpha}$$

$$C_{s',-n} \approx C_{nn}$$

из-за 100% корреляции между n_1 и s'



Остаточное ядро ${}^3\text{H}$
- четность (+), $C_{sn} = -C_{ns}$

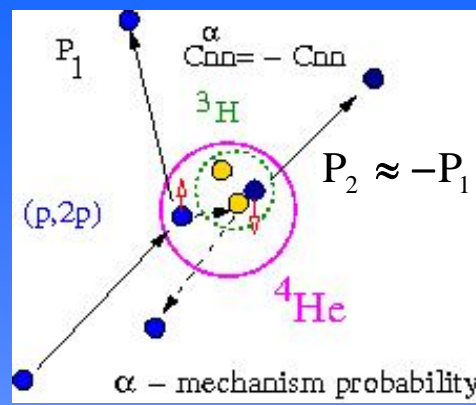
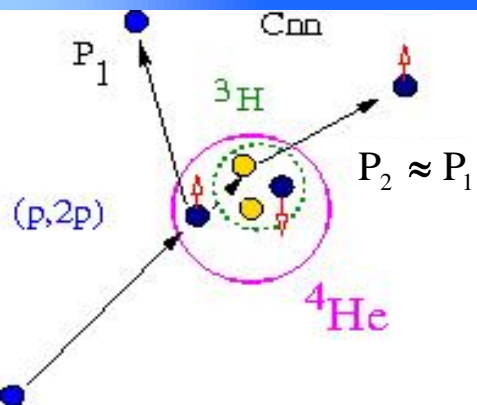
Остаточное ядро ${}^{11}\text{B}$ (Л.Ландау)
- четность (-), возможно $C_{sn} = C_{ns}$

Л. Ландау и Я. Смородинский, "Лекции по теории ядра",
ГИ Т-Т литературы, Москва, 1955

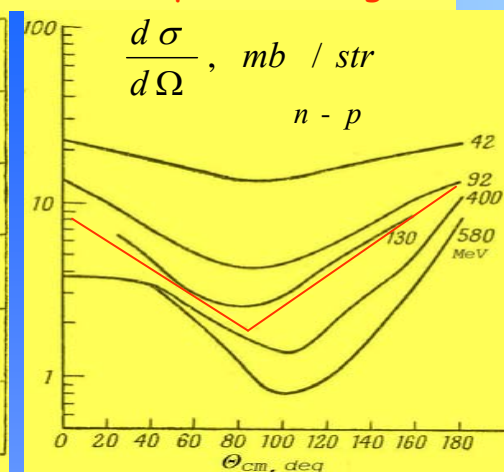
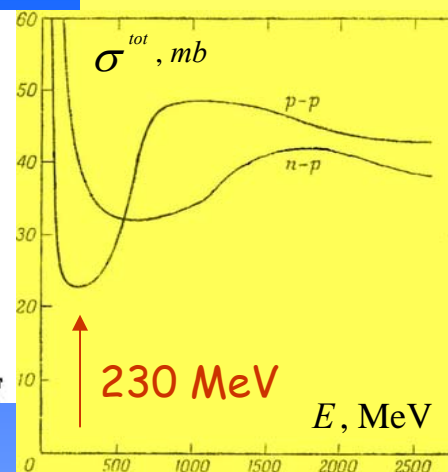


Effect from SRC's ?

D.I. Blokhintsev, Sov.J.ZhETF 33, 1295 (1957)[in Russian]



Cross sections in the elastic Np scattering



$$g_S^{\text{EXP}}(^4\text{He}) = 0.153 \pm 0.018$$

$$g_S^{\text{EXP}}(^{12}\text{C}) = 0.325 \pm 0.031$$

$$\alpha_{3H} = 0.083 \pm 0.010 \leftarrow \text{Эксперимент} \rightarrow \alpha_{11B} = 0.194 \pm 0.022$$

Ясно, что
 $\alpha_A \sim a_{2N}[A]$

Is this a random coincidence of numbers ?

CLAS Collaboration, PRL, 96, 082501 (2006)

$$\text{JLAB for } ^3\text{He} : a_{2N}[3] = 0.080 \pm 0.016$$

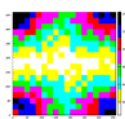
$$\text{JLAB for } ^{12}\text{C} : a_{2N}[12] = 0.193 \pm 0.041$$

↑ Теория

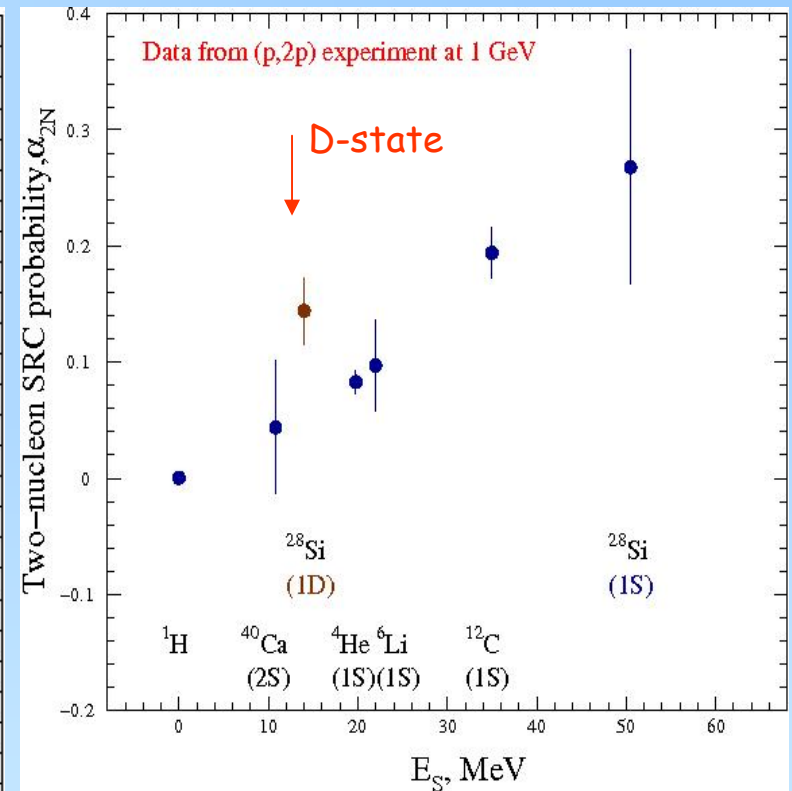
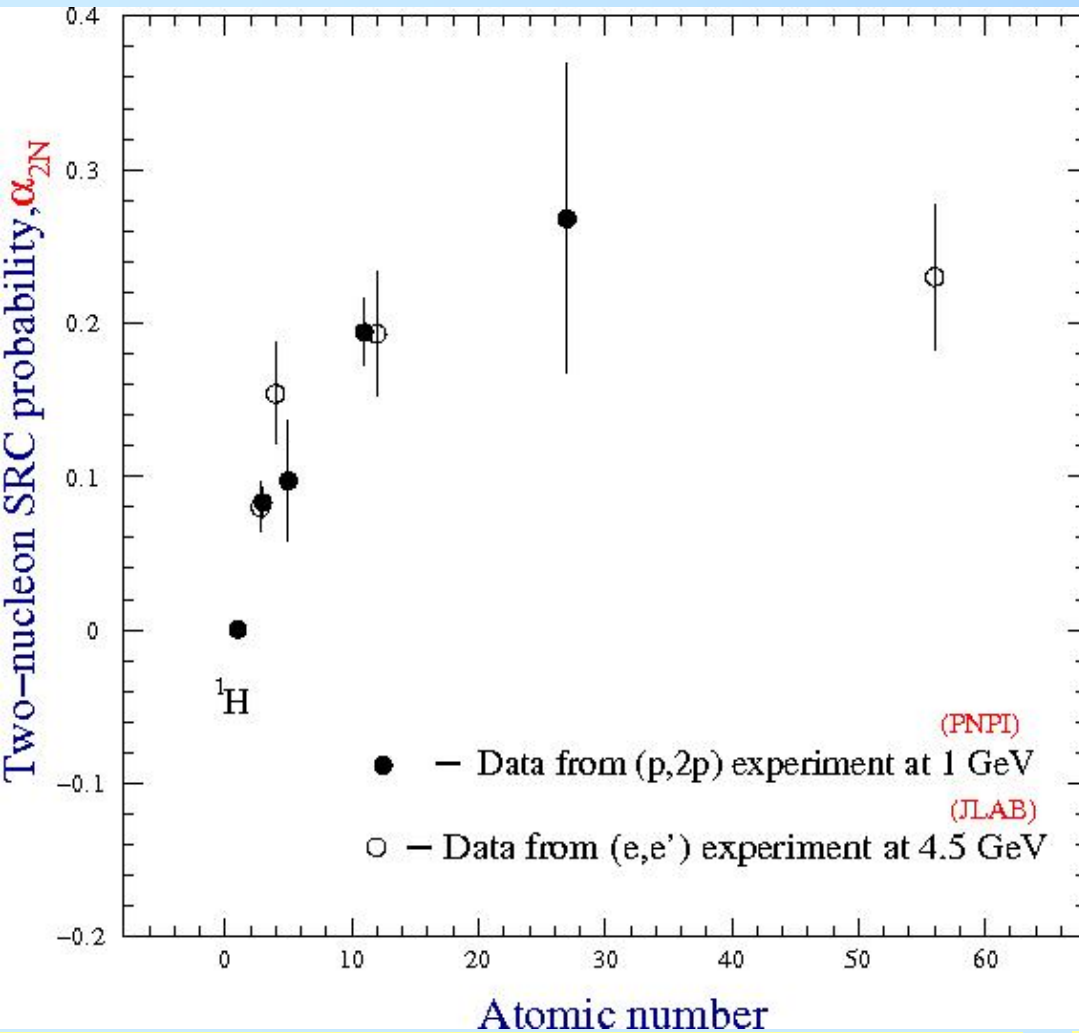
↑ Эксперимент + Теория

a_{2N} – the probability for a given nucleon to belong to a two-nucleon SRC in nucleus with A -nucleons

Из-за насыщения ядерных сил : $a_{2N}[11] \approx a_{2N}[12]$



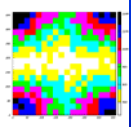
Two-nucleon SRC probability



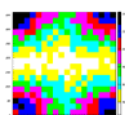
α_{2N} — the probability for a given nucleon to belong to a two-nucleon SRC in nucleus with A -nucleons

Если $\alpha_A = \alpha_{2N}[A]$, то в нашем эксперименте измеряется абсолютное значение α_{2N}

Мы даем экспериментальное значение α_{2N} для D-оболочки ядра ^{28}Si

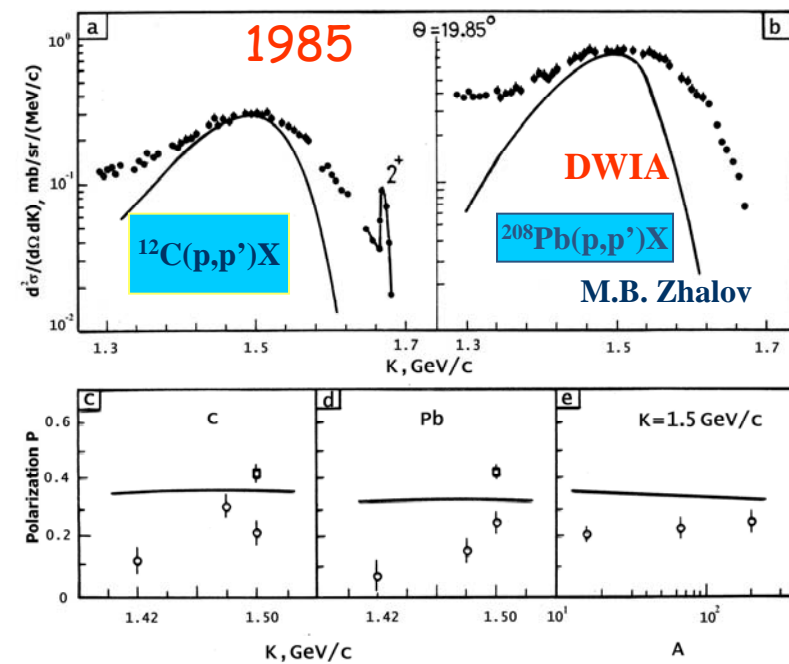
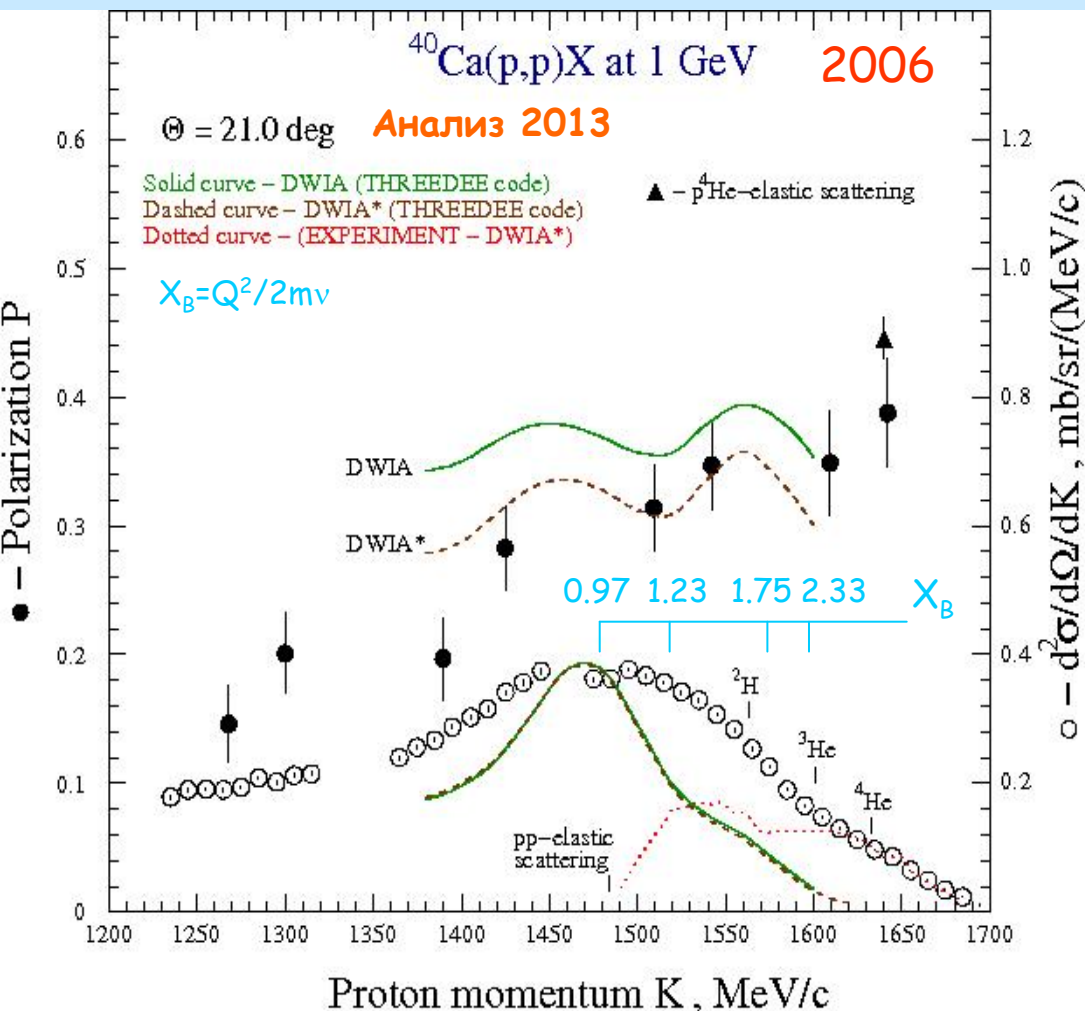


1. Впервые с высокой статистической точностью измерены параметры корреляции спинов в упругом pp -рассеянии.
2. Впервые измерены параметры корреляции спинов в реакции $(p,2p)$ с выделением оболочечной структуры ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$.
Поляризация в реакции на этих ядрах измерена с высокой статистической точностью.
3. Впервые получены данные по поляризации в реакции $(p,2p)$ с протонами $1S$ - оболочки (с наибольшей энергией связи ~ 50 МэВ) и с протонами $D5/2$ - оболочки ядра ${}^{28}\text{Si}$.
4. Поляризация рассеянных протонов P_1 близка к результатам расчета с учетом релятивистских поправок, связанных с модификацией нуклонного спинора Дирака (уменьшение массы нуклона) в ядерной среде. Эти расчеты дают практически равные значения для поляризации рассеянного протона P_1 и протона отдачи P_2 .
5. Обнаружена существенная разница между экспериментальными значениями поляризаций P_1 и P_2 .
6. Обнаружена корреляция между спиновыми корреляционными параметрами и сбросом поляризации протонов отдачи.
7. Есть основания полагать, что мы встретились с короткодействующими нуклон-нуклонными корреляциями в ядрах.



Эксперимент - декабрь 2013

O.V. Miklukho et al., arXiv: 1103.6113v1 [nucl-ex] 31 Mar 2011



Измерены абсолютные дифференциальные сечения и поляризация для ядер ^{12}C , ^{40}Ca и относительные сечения для ядра ^{56}Fe под углом 21°

Исследовалась работоспособность сцинтилляционных детекторов в вакууме вблизи мишени (30 см)

Проведена калибровка поляриметра в широком диапазоне импульсов протонов

Участники работы:

Особая благодарность А.А. Воробьеву

Постоянная бригада :

В.Андреев, А.Жданов, А.Изотов, А.Киселев, Л.Коченда, О.Миклухо,
А.Н.Прокофьев, С.Труш, О.Федоров, В.Федулов, А.Шведчиков

Важный вклад:

С.Л.Белостоцкий, В.Г.Вовченко, В.А.Гордеев, Ю.В.Доценко, А.Г.Крившич

Н.Алешин, М.Андроненко, Г.Амальский, Д.Веретенников, В.Вихров, Г.Гаврилов,
А.Жгун, В.В.Евцихевич, Ю.Елкин, А.И.Ковалев, Н.Козленко, Е.Комаров,
П.Кравченко, П.Кравцов, М.Левченко, В.Мурзин, Д.Новинский, Ю.Нарышкин,
А.М.Переверзев, М.Плотников, Д.Прокофьев, В.Сулимов, В.Траутман,
В.Трофимов, Ю.Щеглов

ОРЭ:

Молодые сотрудники:

Д.Аксенов
Д.Ильин
Д.Майсузенко
Р.Ревенко
А.Татаринцев

В.Мурзин
С.Евстюхин
В.Орешкин
А.Ежилов.

В.Головцов	Л.Уваров
С.Уваров	Н.Бондарь
В.Яцура	А.Голяш
С.Волков	Л.Сергеев
Н.Исаев	Г.Макаренков

Планы

- Выполнить измерения дифференциальных сечений и поляризации в реакции $p + A \rightarrow p' + X$ с ядрами ${}^2\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ при трех углах рассеяния вторичных протонов (МАП)
- Исследовать поляризацию в реакции $(p,2p)$ с протонами внешних оболочек P ($l=1$), D ($l=2$), F ($l=3$) ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{56}\text{Fe}$ (МАП+НЭС) в области импульсов ядра остатка $K \sim 100$ МэВ/с
- Исследовать реакцию ${}^{40}\text{Ca}(p, p^4\text{He}){}^{36}\text{Ar}$ с помощью магнитного спектрометра МАП, включенного на совпадение со сцинтилляционным детектором НЭД, расположенным вблизи мишени (МАП+НЭД)

Финансы

■ Приход:

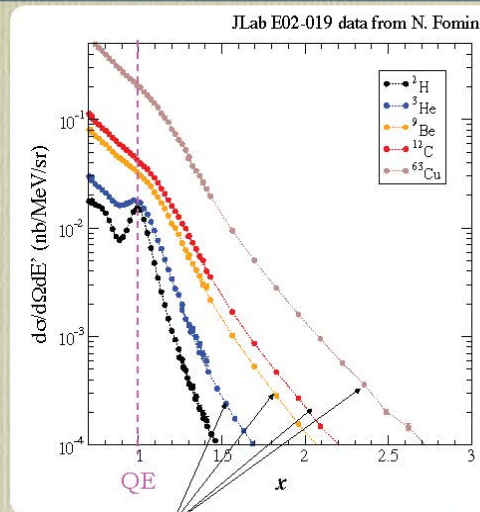
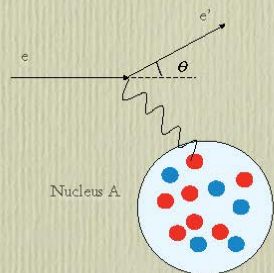
		т.руб.	
■ 1993-2002	РФФИ+РАН	1300	
■ 2000-2006	Япония	2550	
■ 2002-2010	РАН	6000	Total: ~ 9900

■ Основные направления расходов:

■ 2001	Передвижение НЭСа	400	
■ 2002-2003, 2007-2008	Гелиевая Мишень	1200	
■ 2004-2007	CROS-3 электроника	3000	
■	Ускорительный Отдел	650	
■	Командировки	400	
■	Дополнительные ПК, LV-HV sources	300	
■	Компьютеры	500	
■	Материалы :	?	
■	4He, Аргон, Изобутан	500	Total: ~ 7000

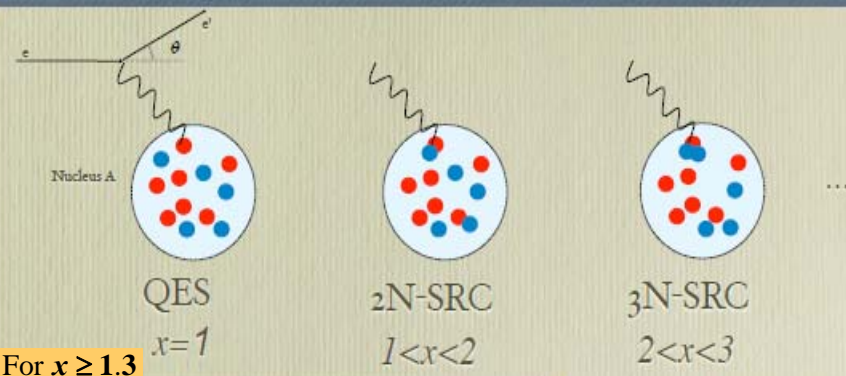
Inclusive scattering at large x

At $x \approx 1$



High momentum tails should yield **constant ratio** if seeing SRC

Short Range Correlations



$$\sigma_A(x, Q^2) = \sum_j \frac{A}{j} a_{jN}(A) \sigma_j(x, Q^2)$$

$$= \frac{A}{2} a_{2N}(A) \sigma_2(x, Q^2) + \frac{A}{3} a_{3N}(A) \sigma_3(x, Q^2) + \dots$$

σ_j - cross section a j-nucleon correlation

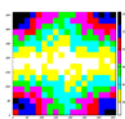
$a_{jN}(A)$ - probability of finding a nucleon in a j-nucleon correlation

$$\omega_A = A/2 a_{2N}$$

Number of the two-nucleon correlations in nucleus with A-nucleons

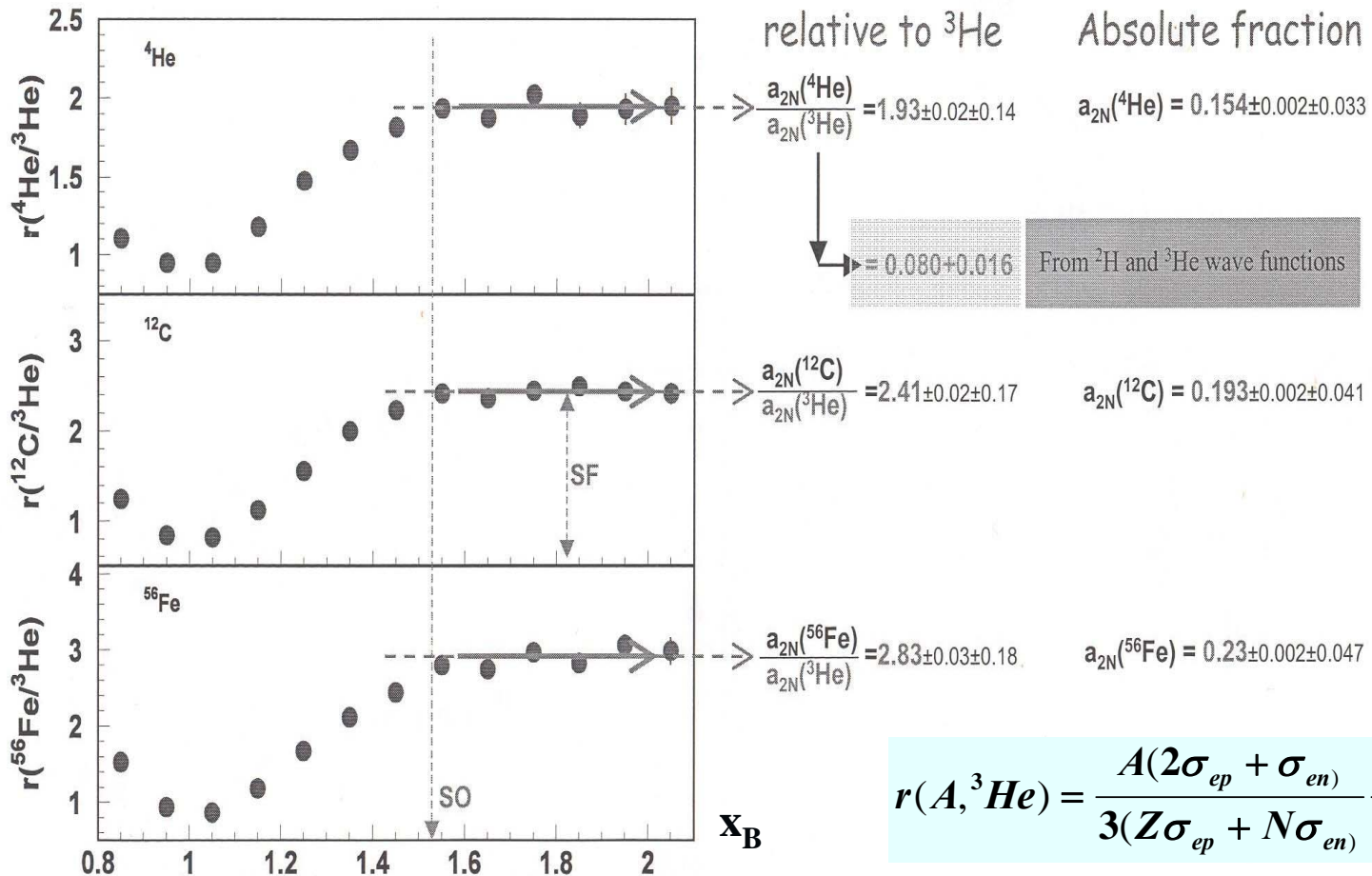
a_{2N} - the probability for a given nucleon to belong to a two-nucleon SRC in nucleus with A-nucleons

$(1-a_{2N})$ - вероятность того, что нуклон не входит в SRC



Scattered electron were detected in the CLAS spectrometer $A(e,e')$ at ~ 4.6 GeV, $Q^2 \geq 1.4$ GeV², $x_B = Q^2 / 2m_N v \geq 1.3$

2 nucleon correlations

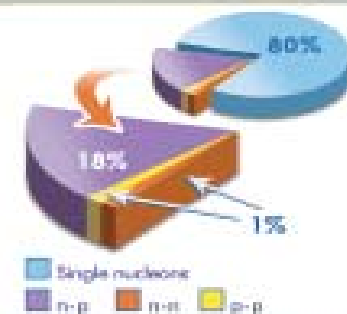


CLAS Collaboration, PRL, 96, 082501 (2006)

SRCs are an important component to nuclear structure:

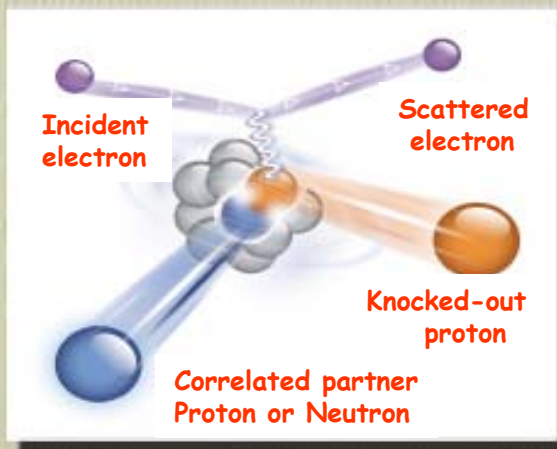
~20% of nucleons in SRC

Very few (~1%) p-p, n-n pairs

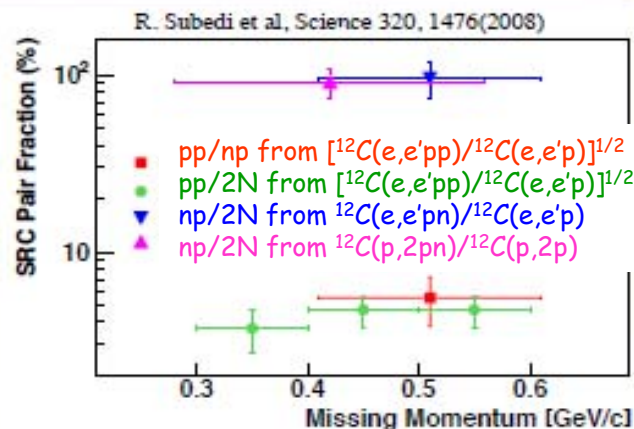


Isospin Symmetry of SRCs ?

Two-nucleon knock-out experiment

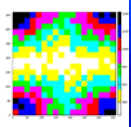


Simple SRC model assumes isospin independence



Data show large asymmetry between np, pp pairs:
 Qualitative agreement with calculations; effect of tensor force
 Huge violation of often assumed isospin symmetry

04.03.2014



Связь между PNPI α_A и JLAB $a_{2N}[A]$

$$\alpha_{11} = 0.194 \pm 0.022$$

$$\alpha_3 = 0.083 \pm 0.010$$

$$a_{2N}[12] = 0.193 \pm 0.041$$

$$a_{2N}[3] = 0.080 \pm 0.016$$

$$\alpha_A = \frac{Y_{pSRC}^\pi}{Y_{pN}^0} = \frac{\omega_A \sigma_{pSRC}^\pi}{\sigma_{pN}^0 A(1 - a_{2N}[A]) + \omega_A \sigma_{pSRC}^0}, \quad \omega_A = \frac{A}{2} a_{2N}[A];$$

$$\alpha_A = a_{2N}[A] \frac{\sigma_{pSRC}^\pi / 2\sigma_{pN}^0}{1 + a_{2N}[A] (\sigma_{pSRC}^0 / 2\sigma_{pN}^0 - 1)}$$

ω_A - number of SRC in nucleus with A nucleons

$a_{2N}[A]$ - the probability for a given nucleon to belong to a two-nucleon SRC in nucleus with A -nucleons

$$\frac{\alpha_{11}}{\alpha_3} = \frac{a_{2N}[11] \{1 + a_{2N}[3] (\sigma_{pSRC}^0 / 2\sigma_{pN}^0 - 1)\}}{a_{2N}[3] \{1 + a_{2N}[11] (\sigma_{pSRC}^0 / 2\sigma_{pN}^0 - 1)\}}$$

Due to nuclear saturation effect:

$$a_{2N}[11] \approx a_{2N}[12]$$

Observation:

$$\frac{\alpha_{11}}{\alpha_3} \approx \frac{a_{2N}[12]}{a_{2N}[3]} \approx \frac{a_{2N}[11]}{a_{2N}[3]}$$

$$\sigma_{pSRC}^0 / 2\sigma_{pN}^0 \approx 1$$

$$\alpha_A \approx a_{2N}[A] \frac{\sigma_{pSRC}^\pi}{2\sigma_{pN}^0}$$

PNPI JLAB

$$\alpha_A \approx a_{2N}$$

$$\frac{\alpha_{11}}{\alpha_3} = 2.34 \pm 0.38 \quad (\text{PNPI})$$

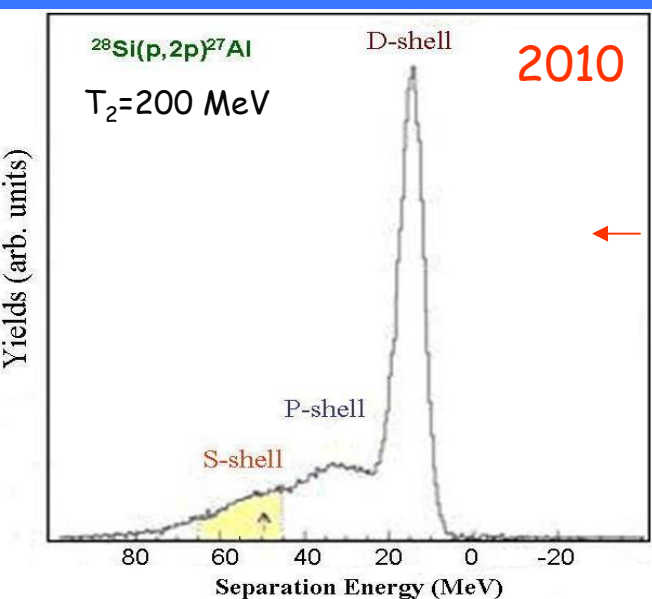
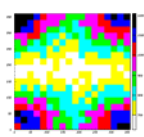
$$\frac{a_{2N}[12]}{a_{2N}[3]} = 2.41 \pm 0.17 \quad (\text{JLAB})$$

Observation:

$$\alpha_{11} \approx a_{2N}[12] \approx a_{2N}[11]$$
$$\alpha_3 \approx a_{2N}[3]$$

$$\sigma_{pSRC}^\pi / 2\sigma_{pN}^0 \approx 1$$

Backup Slide

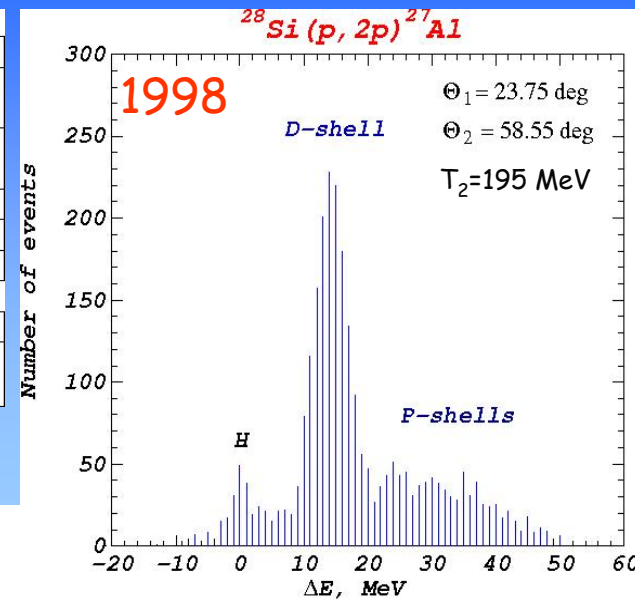


Solid target parameters

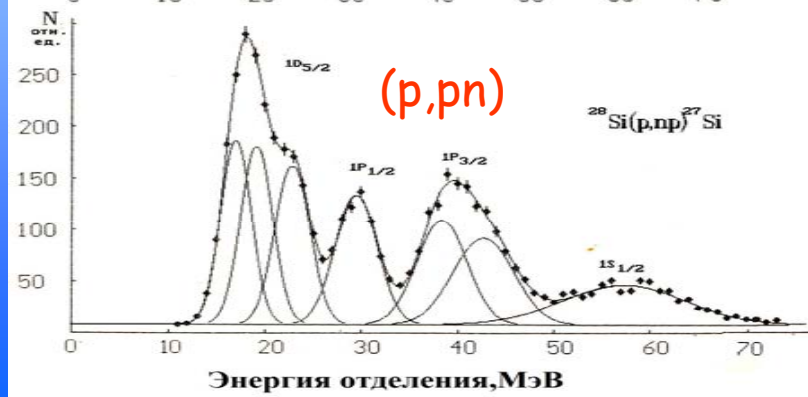
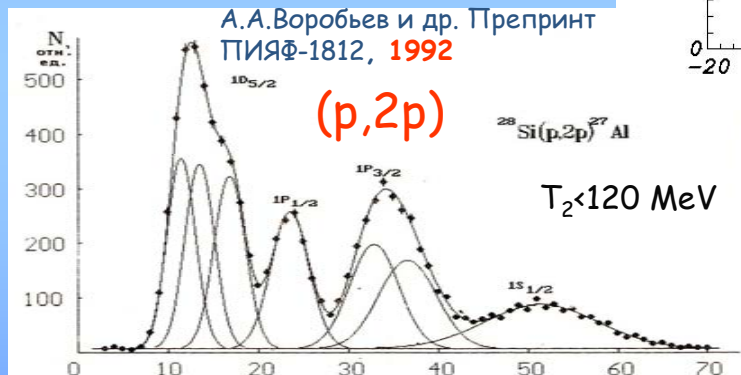
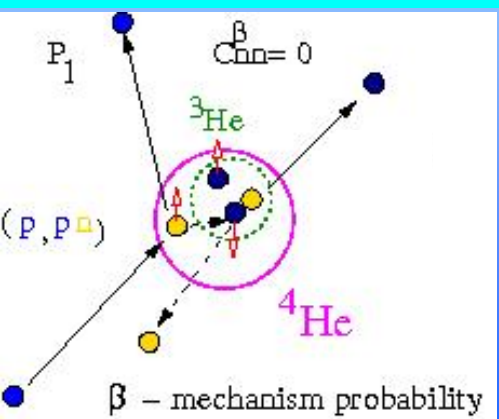
Target	Dimensions [mm]	Isotope concentration [%]
CH ₂	diameter x length 22 x 70	
	thickness x width x height	
⁶ Li	4.5 x 12 x 25	99.0
¹² C	4.0 x 18 x 70	98.9
²⁸ Si	6.0 x 25 x 70	99.9
⁴⁰ Ca	4.0 x 10 x 13	97.0

Liquid hydrogen and ⁴He target parameters

Cylindrical aluminium appendix	Dimensions [mm]	
	diameter x length wall thickness	65 x 70 0.1



Kinematics :
 Momentum of the S-shell proton before the interaction is close to zero



Ядро ${}^6\text{Li}$

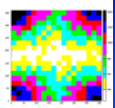
■ Известно, что ядро ${}^6\text{Li}$ имеет спин=1, квадрупольный момент близкий к нулю.

■ На основании простой схемы заполнения оболочек, ${}^6\text{Li}$ имел бы структуру ${}^4\text{He } 1p^2_{3/2}$, что согласно эмпирическому сложению моментов у нечетно-нечетных ядер его спин был бы равен 3 (как в ${}^{10}\text{B}$).

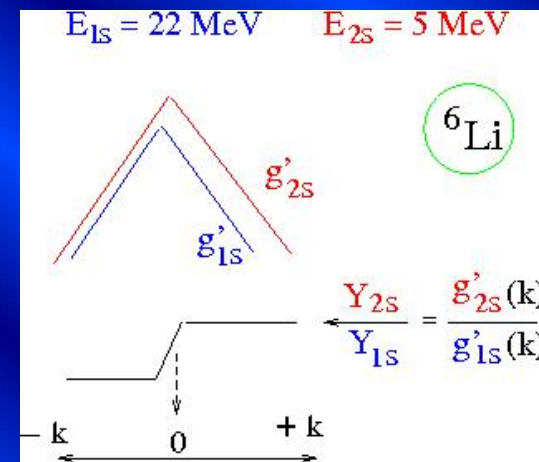
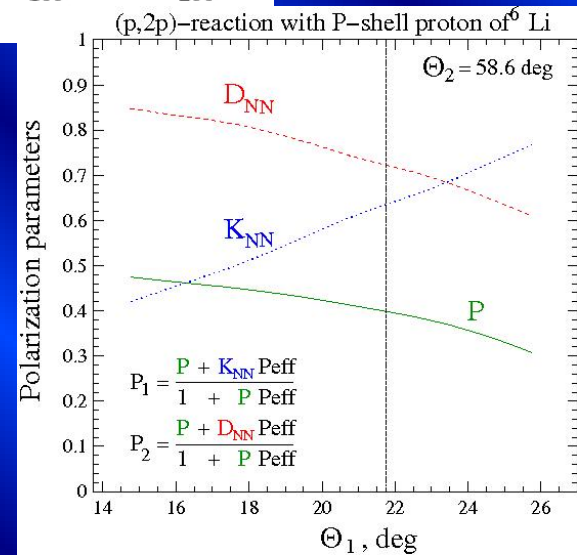
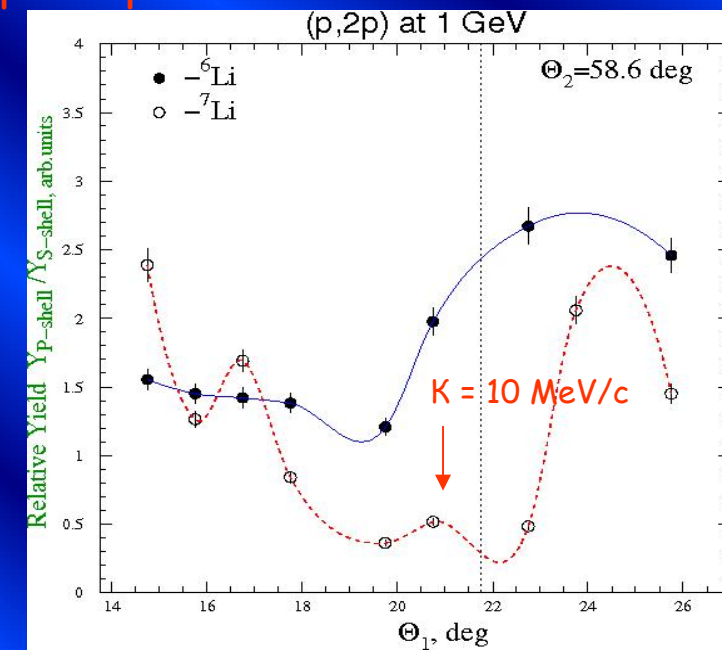
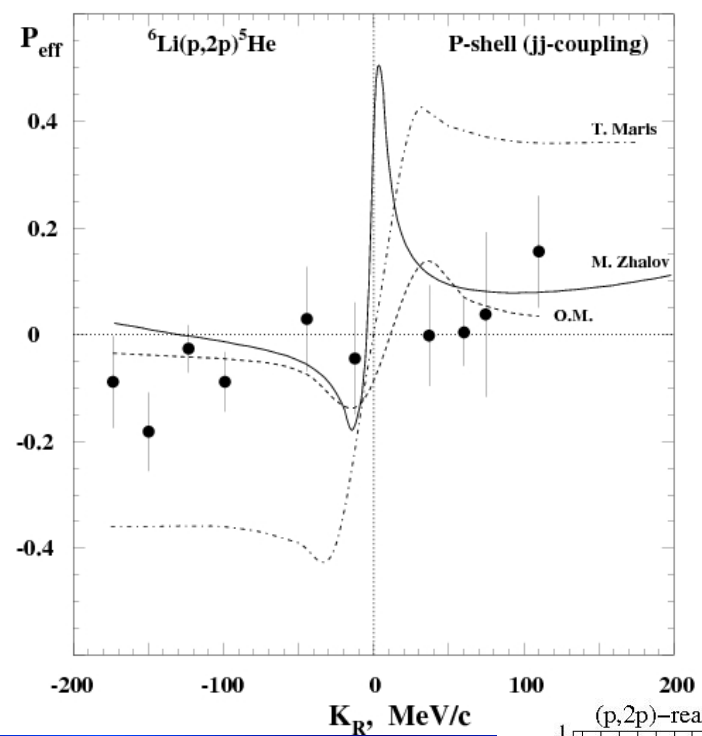
Два нуклона в состоянии $1p^2_{3/2}$ с полным моментом = 1 будут иметь заметный квадрупольный момент.

Данные по рассеянию нейтронов на ${}^4\text{He}$ обнаруживают резонанс, который отвечает промежуточному ядру ${}^5\text{He}$, и позволяют утверждать, что нуклон, не входящий в состав ${}^4\text{He}$, занимает место в состоянии $1p_{3/2}$.

■ Согласно Л. Ландау нуклоны на внешней оболочке ядра ${}^6\text{Li}$ могут находиться в $2s$ - состоянии, т.е. возникает нерегулярность в заполнении уровней в ядрах. В этом случае квадрупольный момент Q ядра ${}^6\text{Li}$ = нулю. $Q=0$ также в оболочечной модели с $1s$ - связью, в которой полный орбитальный момент np -пары = 0.



Результат для ${}^6\text{Li} \rightarrow$ внешняя pn-пара в 2S-состоянии ?



Л. Ландау и Я. Смородинский, Лекции по теории атомного ядра, лекция 5 "СТРУКТУРА ЯДРА", ГИ Т-Т литературы, Москва, 1955

B^{11} . Спин B^{11} равен $3/2$. Мы должны были бы ожидать для этого ядра состояния $C^{12}1p_{3/2}^{-1}$ и соответственно магнитного момента, равного по величине магнитному моменту протона в состоянии $p_{3/2}$. Согласно табл. 3, приведенной в предыдущей лекции, это значение равно 3,79, что находится в резком противоречии с экспериментальным значением 2,69. Таким образом, мы опять сталкиваемся с нерегулярностью в заполнении оболочек. Естественно считать, что нуклоны частично занимают состояние $2s$. Расчет показывает, что можно добиться согласия с опытом, только предположив, что 2 нуклона переходят в новое состояние $2s_{1/2}$, а остальные 5 остаются в состоянии $1p_{3/2}$. При этом, к сожалению, нельзя говорить о степени согласия теории с экспериментом, так как состояние оказывается заданным неоднозначно. Неоднозначность связана с тем, что хотя полный изотопический спин системы задан, нельзя ничего сказать о том, как он распределен между обеими группами частиц. Отметим только, что предложенная схема не противоречит и величине квадрупольного момента ядра. Таким образом, можно принять для ядра B^{11} следующую схему:



2. Зависимость эффективного сечения от спин-орбитального взаимодействия как причина возникновения поляризации. Поляризация возникает в том случае, когда вероятность рассеяния зависит от того, параллельны или антипараллельны вектор спина \mathbf{S} и вектор нормали \mathbf{n} . Соответствующие сечения обозначаются через σ_+ и σ_- ; их нужно понимать как дифференциальные сечения $\sigma(\Theta)$ (более точно нужно было бы писать $d\sigma/d\Omega$), которые, конечно, могут зависеть от энергии частицы E .

Согласно (23), \mathbf{n} определяет объективно заданное направление. Следующее классическое рассуждение показывает, что это направление может быть выделено и физически: вектор \mathbf{n} и орбитальный момент количества движения рассеянной частицы \mathbf{L} перпендикулярны плоскости рассеяния; при выбранном нами направлении нормали векторы \mathbf{n} и \mathbf{L} параллельны в случае сил притяжения. Возникновения поляризации можно ожидать в том случае, когда потенциал взаимодействия между рассеиваемой частицей и ядром-мишенью зависит от того, параллельны или антипараллельны \mathbf{L} и \mathbf{S} .

Это рассуждение не следует понимать слишком буквально. Идентификация направлений векторов \mathbf{L} и \mathbf{n} означает, что у всех частиц, рассеянных налево, орбитальный момент количества движения \mathbf{L} направлен «вверх», а у всех частиц, рассеянных направо, — «вниз». Это справедливо только в том случае, когда частица движется классически по орбите, близкой к гиперболе, и несправедливо, например, в том случае, когда частица делает несколько оборотов в долго живущем составном ядре. Кроме того, в таком рассуждении предполагается также, что потенциал является притягивающим для всех расстояний. Это, вообще говоря, несправедливо, даже если пренебречь кулоновским взаимодействием.

Такое наивное классическое рассмотрение дает правильные результаты, однако это является до некоторой степени случайным. Именно поэтому в качестве оси квантования спина выбран вектор \mathbf{n} , а не \mathbf{L} .

По определению, поляризация пучка, рассеянного на некоторый угол, равна

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \quad (1)$$

Наиболее простым является случай рассеяния неполяризованного первичного пучка на бесспиновой мишени. Начальные состояния заполнены равномерно. Кроме того, при таком рассеянии спин не может менять свое направление на обратное. Это непосредственно вытекает из сохранения полного момента количества движения и четности: изменение направления спина с $+\mathbf{n}$ на $-\mathbf{n}$ означало бы изменение момента количества движения на -1 . Для компенсации этого изменения орбитальный момент количества движения должен был бы изменяться на $+1$, но тогда мы имели бы переход в состояние с противоположной четностью.

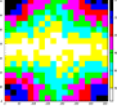
Итак, при рассеянии на бесспиновом ядре направления спинов частиц сохраняются!). Благодаря этому числа частиц N_{\pm} прямо пропорциональны сечениям рассеяния σ_{\pm} :

$$P = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}. \quad (25)$$

Эта поляризация не проявляет себя при однократном рассеянии (азимутальное распределение по-прежнему изотропно), но ее можно обнаружить при втором рассеянии. Аналогичная картина имеет место в оптике: для обнаружения поляризации света Гюйгенсу также были нужны два кристалла, поляризатор и анализатор, а опыт Баркла по двойному рассеянию является почти полной аналогией нашему случаю.

¹⁾ Это справедливо только тогда, когда \mathbf{n} является осью квантования. Относительно других компонент сказать ничего нельзя, «переворачивание спинов» в направлениях x и y может иметь место, но не дает вклада в поляризацию. Иначе обстоит дело в экспериментах по тройному рассеянию.

Theoretical Models for Polarization calculations



Non-relativistic PWIA and DWIA calculations :

1. Computer code *THREEDEE* was used
N.S. Chant and P.G. Roos, PR C 27, 1060 (1983)
2. An on-shell factorized approximation with the final energy prescription was employed
3. A conventional well-depth method to construct bound-state waves was used
4. In the DWIA : the distorted waves were calculated using a Global optical potential, parameterized in the relativistic framework, and converted to the Shroedinger-equivalent form

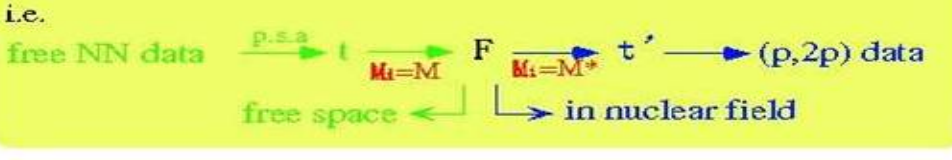
Non-relativistic DWIA with relativistic corrections :

C.J. Horowitz et al., PR.C33, 2059 (1986)

$$T \sim \int \chi_1 \chi_2 t \phi \chi_0 dr$$

$$t = A + B \sigma_{1n} \sigma_{2n} + C(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + E \sigma_{1q} \sigma_{2q} + F \sigma_{1p} \sigma_{2p}$$

$$= \langle \bar{U}_1(M_1) \bar{U}_2(M_2) | \hat{F} | U_3(M_3) U_0(M_0) \rangle$$



1. Distortion of low component of the nucleon Dirac spinor in nuclear medium is assumed
2. A linear dependence of the effective mass of nucleons on the nuclear density is proposed

$$M_N^* = (1 - 0.44\bar{\rho}/\rho_0)M_N$$

● effect of meson mass : relativistic Love Franey model

$$\text{Re}\{ f_j(q) \} = \bar{g}_j^* / (q^2 + m_j^{*2}) / (1 + q^2/\Lambda_j^2)^2$$

$$\text{Im}\{ f_j(q) \} = \bar{g}_j^* / (q^2 + \bar{m}_j^{*2}) / (1 + q^2/\Lambda_j^2)^2$$

Note : calculation for ⁴He was only performed in the PWIA

"Full" relativistic DWIA calculations for ¹²C :

relativistic DWIA *G.C. Hillhouse and et al., PR C74, 064608 (2006)*

$$T \sim \int \bar{\Psi}_1 \bar{\Psi}_2 \hat{F} \Phi \Psi_0 dr$$

$$\Psi_1 = U_1 \chi_1(r) : \text{distorted wave}$$

$$\Phi_1 = U_1 \phi_1(r) : \text{bound st. w.f. } U = \frac{E+M}{2M} \left(\frac{1}{E+M+S-V} \right)$$

$$\hat{F} = \sum_{j=s,v,p,t} f_j(E,q) \lambda_{j1} \lambda_{j2} : \text{Lorentz invariant amplitudes}$$

$$j=s,v,p,t \quad \lambda_j = 1, \gamma, \gamma^s, \gamma^s \gamma^p, \sigma^{\mu\nu}$$

$$\sim \int \chi_1 \chi_2 \langle \bar{U}_1 \bar{U}_2 | \hat{F} | U_3 U_0 \rangle \phi \chi_0 dr$$

1. No recoil effect corrections
2. The A1 representation for the scattering matrix is used
3. The density-dependent corrections of meson-nucleon coupling constant and meson masses are associated with a meson-exchange model. For this purpose, the Rho-Brown scaling conjecture is employed (as applied by Krein et al.)
4. The four-component relativistic bound-state proton wave function is obtained via self-consistent solution to the Dirac-Hartree field equations within the context of the relativistic mean field (RMF) approximation associated with the QHD II Lagrangian density of QHD (the TIMORA code)
5. The distorted wave functions are solutions to the Dirac scattering equation with spherical scalar and time-like vector proton-nucleus optical potential. For the relativistic scalar and vector optical potentials one uses a global Dirac parameter set which has been constrained by proton elastic scattering data.

Polarization measurement

- Polarization was estimated by folding the functional shape of

$$dN(\phi) = \frac{N_0}{2\pi} (1 + P \langle A(p, \theta) \rangle \cos\phi + \xi_V \sin\phi) d\phi$$

into the experimentally observed azimuthal angular distribution

- The events were distributed over 18 bins in ϕ and an appropriate function

$$\Psi(P, \xi_V) = \sum_i 2(N_i^{th}(P, \xi_V) - N_i^{exp}) + 2N_i^{exp} \ln(N_i^{exp} / N_i^{th}(P, \xi_V))$$

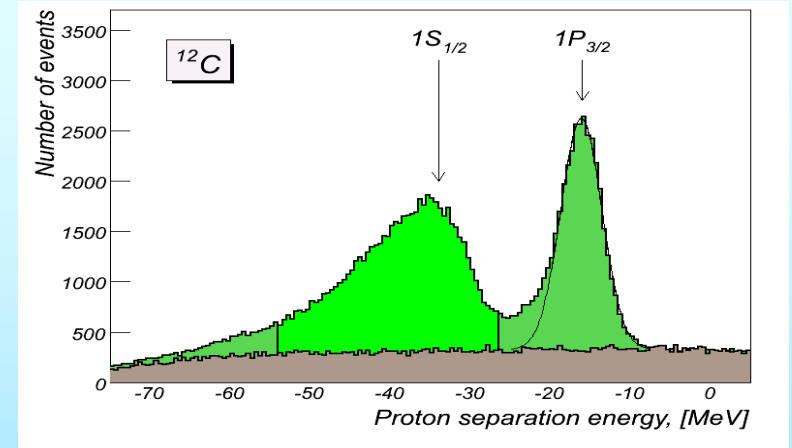
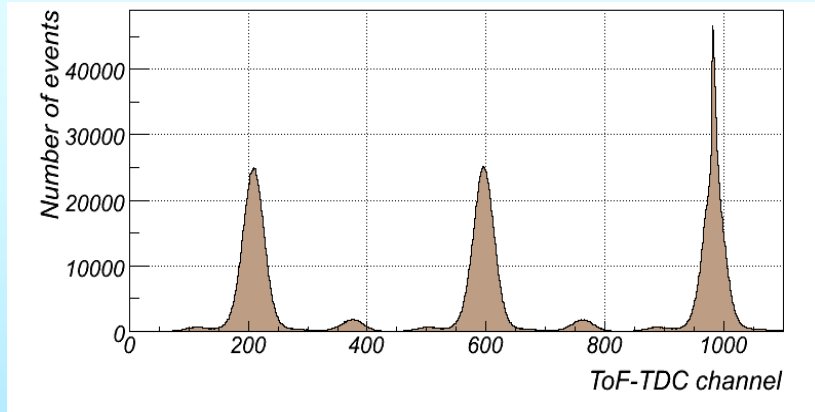
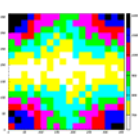
was minimized with respect to P and ξ_V using CERNLIB MINUIT package and likelihood χ^2 estimator

Polarization can also be found :

$$P = \frac{2 \langle \cos\phi \rangle}{\langle A(p, \theta) \rangle}$$

□ ξ_V - the arbitrary asymmetry accounting for a possible mismatch between the primary pp scattering-plane normal direction and the respective polarimeter coordinate system

Polarization measurement at large coincidence background



Expected azimuthal-angular distribution :

$$dN_{sum}(\phi) = \frac{N_{true} + N_{bg}}{2\pi} (1 + \varepsilon_{sum} \cos \phi + \xi_V \sin \phi) d\phi$$

$$dN_{bg}(\phi) = \frac{N_{bg}}{2\pi} (1 + P_{bg} A_{bg} \cos \phi + \xi_V \sin \phi) d\phi$$

Minimized functional :

$$\Psi(\vec{\alpha}) = \sum_i \Psi_{bg}(N_{bg}, P_{bg}, A_{bg}, \xi_V) + \Psi_{sum}(\vec{\alpha}) \quad \vec{\alpha} = \{N_{true}, P_{true}, A_{true}, N_{bg}, P_{bg}, A_{bg}, \xi_V\}$$

Spin correlation parameters in the pp-elastic scattering

Proton-proton scattering matrix :

$$M = a + b\sigma_{1n}\sigma_{2n} + c(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + e\sigma_{1m}\sigma_{2m} + f\sigma_{1l}\sigma_{2l}$$

Observables P_{1n} , P_{2n} , C_{nn} and matrix elements : $\sigma = |a|^2 + |b|^2 + |e|^2 + |f|^2 + 2|c|^2$

$$P_{1n, 2n} = \text{Tr} [\sigma_{1n, 2n} MM^+] / \sigma = 2\text{Re}((a + b)c^*) / \sigma$$

$$C_{nn} = \text{Tr}[\sigma_{1n}\sigma_{2n}MM^+] / 4\sigma = 2(|c|^2 + \text{Re}(ab^* - ef^*)) / \sigma$$

Two-dimensional azimuthal-angular distribution :

$$K(\phi_1, \phi_2) = I_0 \{ 1 + A_1 P_{1n} \cos \phi_1 + A_2 P_{2n} \cos \phi_2 + A_1 A_2 [C_{nn} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{s's''} \sin \phi_1 \sin \phi_2] + \\ + A_1 A_2 [C_{ns''} \cos \phi_1 \sin \phi_2 + C_{s'n} \sin \phi_1 \cos \phi_2] \}$$

$$C_{ns''} = C_{s'n} = 0$$

$$C_{s's''} = -C_{mm} \cos(\alpha - \nu_1) \cos(\beta + \nu_2) - C_{ll} \sin(\alpha - \nu_1) \sin(\beta + \nu_2) + C_{ml} \sin(\alpha - \nu_1 + \beta + \nu_2)$$

$$C_{ll} = 2 \text{Re}(af^* - be^*) / \sigma$$

$$\alpha = \Theta_{cm}/2 - \Theta_{1\text{Lab}}$$

$$C_{mm} = 2 \text{Re}(ae^* - bf^*) / \sigma$$

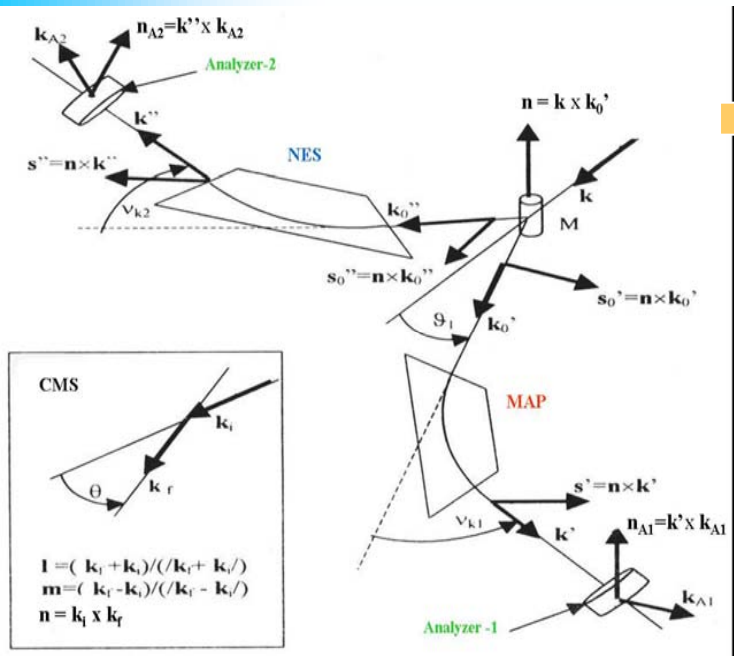
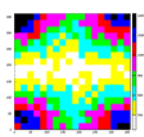
$$\beta = \Theta_{cm}/2 + \Theta_{2\text{Lab}}$$

$$C_{lm} = C_{ml} = 2 \text{Im}[(e-f)c^*] / \sigma$$

$$\nu_{1,2} = \nu_{S1,S2} - \nu_{k1,k2} = (\mu_p - 1) \gamma_{1,2} \nu_{k1,k2}$$

$$\gamma_{1,2} = E_{1,2} / m_p$$

Spin correlation measurements



Two-dimensional azimuthal-angular distribution :

$$dN(\phi_1, \phi_2) = \frac{N_0}{4\pi^2} (1 + \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_{\text{corr}}) d\phi_1 d\phi_2, \text{ where}$$

$$\Phi_i = P_i \cdot A_i \cdot \cos\phi'_i, \quad i = 1, 2 \text{ and } \phi'_i = \phi_i + \phi_1^0,$$

$$\Phi_{\text{corr}} = A_1 \cdot A_2 \cdot \left[(C_{nn} \cdot \cos\phi'_1 \cdot \cos\phi'_2 + C_{s's''} \cdot \sin\phi'_1 \cdot \sin\phi'_2) + (C_{ns''} \cdot \cos\phi'_1 \cdot \sin\phi'_2 + C_{s'n} \cdot \sin\phi'_1 \cdot \cos\phi'_2) \right]$$

Minimized functional :

$$\Psi(C_{nn}, C_{s's''}, C_{ns''}, C_{s'n}, P_1, P_2) = \sum_{ij} F_{ij} + G_1 + G_2, \text{ where}$$

$$F_{ij} = 2(N_{ij}^{\text{th}} - N_{ij}^{\text{exp}}) + 2N_{ij}^{\text{exp}} \ln(N_{ij}^{\text{exp}} / N_{ij}^{\text{th}}),$$

$$G_i = (P_i - P_i^0)^2 / \sigma_{P_i^0}^2, \quad i = 1, 2$$

Due to parity conservation in free elastic pp scattering $C_{s'n} = C_{ns''} = 0$

C_{ij} can also be found :

$$C_{nn} = 4 \langle \cos\phi_1 \cos\phi_2 \rangle / A_{12}$$

$$C_{s's''} = 4 \langle \sin\phi_1 \sin\phi_2 \rangle / A_{12}$$

$$C_{s'n} = 4 \langle \sin\phi_1 \cos\phi_2 \rangle / A_{12}$$

$$C_{ns''} = 4 \langle \cos\phi_1 \sin\phi_2 \rangle / A_{12}$$

where $A_{12} = \langle A_1(\theta_1, K_1) \rangle \langle A_1(\theta_2, K_2) \rangle$

Spin correlation measurements at large coincidence background

- Expected two-dimensional azimuthal-angular distribution :

$$dN_{sum}(\phi_1, \phi_2) = \frac{N_{true} + N_{bg}}{4\pi^2} (1 + \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_{corr}) d\phi_1 d\phi_2$$

$$dN_{bg}(\phi_1, \phi_2) = \frac{N_{bg}}{4\pi^2} (1 + \Phi_1^{bg} + \Phi_2^{bg} + \Phi_{corr}^{bg}) d\phi_1 d\phi_2$$

- Minimized functional :

$$\Psi(\vec{\alpha}) = \sum_i \Psi_{bg}(N_{bg}, C_{nn}^{bg}, C_{s's''}^{bg}, C_{s'n}^{bg}, C_{ns''}^{bg}, P_1^{bg}, P_2^{bg}) + \Psi_{sum}(\vec{\alpha})$$

$$\vec{\alpha} = \{N_{true}, C_{nn}^{true}, C_{s's''}^{true}, C_{s'n}^{true}, C_{ns''}^{true}, P_1^{true}, P_2^{true}, N_{bg}, C_{nn}^{bg}, C_{s's''}^{bg}, C_{s'n}^{bg}, C_{ns''}^{bg}, P_1^{bg}, P_2^{bg}\}$$

О.Я. Федоров, Параметры корреляции спинов, измеряемые на двухплечевом магнитном спектрометре, Препринт ПИЯФ-2432, Гатчина, 2001, 22 стр.

$$I(\theta, \phi) = I_0(\theta)(1 + \overrightarrow{An_A P}) = I_0(\theta)(1 + AP \cos \phi).$$

$$K(\phi_1, \phi_2) = I_1(\phi_1)I_2(\phi_2) = (1 + A_1 P_1 \cos \phi_1)(1 + A_2 P_2 \cos \phi_2).$$

$$\hat{K}(\phi_1, \phi_2, \hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_2) = (1 + A_1 \hat{n}_{A1} \hat{\sigma}_1)(1 + A_2 \hat{n}_{A2} \hat{\sigma}_2),$$

$$\begin{aligned} \hat{K}(\phi_1, \phi_2, \hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_2) &= \{1 + A_1(\sigma_n \cos \phi_1 + \sigma_s \sin \phi_1)\} \{1 + A_2(\sigma_n \cos \phi_2 + \sigma_s \sin \phi_2)\} = \\ &= 1 + A_1 \sigma_{1n} \cos \phi_1 + A_2 \sigma_{2n} \cos \phi_2 + A_1 A_2 \sigma_{1n} \sigma_{2n} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + A_1 \sigma_s \sin \phi_1 + A_2 \sigma_s \sin \phi_2 - \\ &- A_1 A_2 \sin \phi_1 \sin \phi_2 \{ \sigma_{1m} \sigma_{2m} \cos \alpha \cos \beta + \sigma_{1l} \sigma_{2l} \sin \alpha \sin \beta - \sigma_{1m} \sigma_{2l} \sin(\alpha + \beta) \}, \end{aligned}$$

$$\text{where } \alpha = \frac{\theta_{CM}}{2} - \theta_{1LAB}, \quad \beta = \frac{\theta_{CM}}{2} + \theta_{2LAB}.$$

$$\begin{aligned} K(\phi_1, \phi_2) &= 1 + A_1 \langle \sigma_{1n} \rangle \cos \phi_1 + A_2 \langle \sigma_{2n} \rangle \cos \phi_2 + A_1 A_2 \langle \sigma_{1n} \sigma_{2n} \rangle \cos \phi_1 \cos \phi_2 - \\ &- A_1 A_2 \sin \phi_1 \sin \phi_2 \{ \langle \sigma_{1m} \sigma_{2m} \rangle \cos \alpha \cos \beta + \langle \sigma_{1l} \sigma_{2l} \rangle \sin \alpha \sin \beta - \langle \sigma_{1m} \sigma_{2l} \rangle \sin(\alpha + \beta) \} = \\ &= 1 + A_1 P_{1n} \cos \phi_1 + A_2 P_{2n} \cos \phi_2 + A_1 A_2 C_{nn} \cos \phi_1 \cos \phi_2 - A_1 A_2 \sin \phi_1 \sin \phi_2 \{ C_{mm} \cos \alpha \cos \beta + \\ &+ C_{ll} \sin \alpha \sin \beta - C_{ml} \sin(\alpha + \beta) \}. \end{aligned}$$

$$K(\phi_1, \phi_2) = 1 + A_1 P_1 \cos \phi_1 + A_2 P_2 \cos \phi_2 + A_1 A_2 \{ C_{nn} \cos \phi_1 \cos \phi_2 + C_{s's''} \sin \phi_1 \sin \phi_2 \},$$

$$\text{where } C_{s's''} = -C_{mm} \cos \alpha \cos \beta - C_{ll} \sin \alpha \sin \beta + C_{ml} \sin(\alpha + \beta).$$

J. Bystricky et al. Jour. Phys., 1978, v.39, p.1-33. E. Engels et al. Phys. Rev., 1961, v.129, p. 1858.

$$k_{r1} = l \cos \alpha + m \sin \alpha, \quad s_{r1} = -l \sin \alpha + m \cos \alpha, \quad \text{where } \alpha = \frac{\theta_{cm}}{2} - \theta_{1Lab};$$

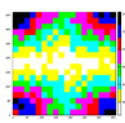
$$k_{r2} = -l \cos \beta - m \sin \beta, \quad s_{r2} = l \sin \beta - m \cos \beta, \quad \text{where } \beta = \frac{\theta_{cm}}{2} + \theta_{2Lab}.$$

$$C_{nn} = \frac{4 \langle \cos \phi_1 \cos \phi_2 \rangle}{\langle A(\theta_1, K_1) \rangle \langle A(\theta_2, K_2) \rangle}$$

$$C_{s's''} = \frac{4 \langle \sin \phi_1 \sin \phi_2 \rangle}{\langle A(\theta_1, K_1) \rangle \langle A(\theta_2, K_2) \rangle}$$

$$C_{ns''} = \frac{4 \langle \cos \phi_1 \sin \phi_2 \rangle}{\langle A(\theta_1, K_1) \rangle \langle A(\theta_2, K_2) \rangle}$$

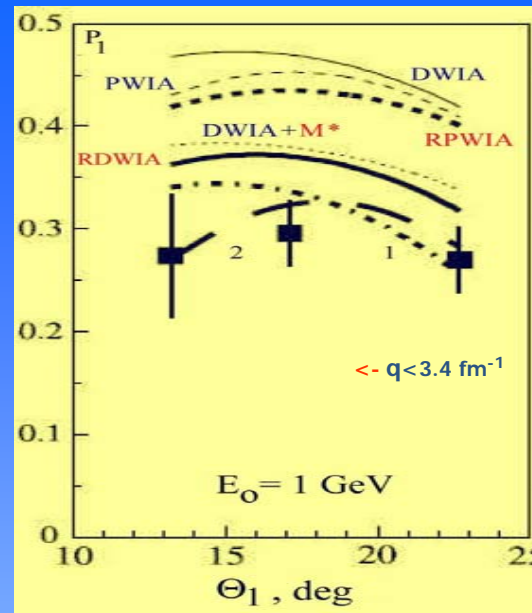
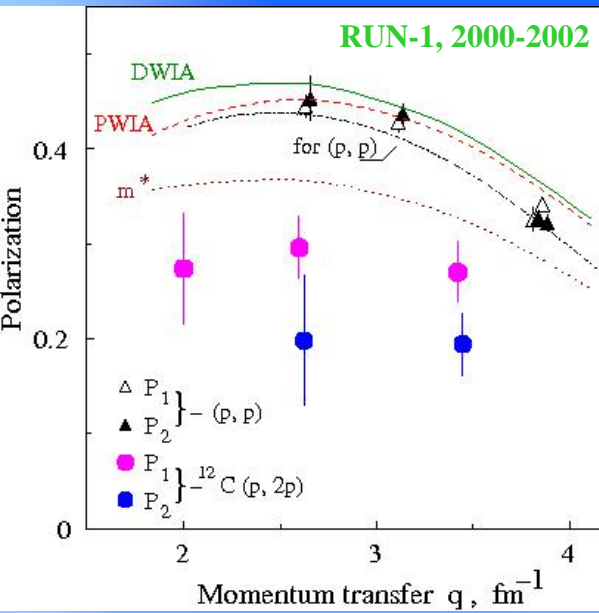
$$C_{s'\pi} = \frac{4 \langle \sin \phi_1 \cos \phi_2 \rangle}{\langle A(\theta_1, K_1) \rangle \langle A(\theta_2, K_2) \rangle}$$



Q-dependence of the polarization in the (p,2p) reaction with the S-shell protons of ¹²C nucleus at 1 GeV

V.A. Andreev et al., Phys.Rev. C69, 024604 (2004)

G.C. Hillhouse and T. Noro, Phys.Rev. C74, 064608 (2006)



$$\frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} \equiv \xi,$$

$$\frac{g_{\sigma N}^*}{g_{\sigma N}} = \frac{g_{\omega N}^*}{g_{\omega N}} \equiv \chi$$

G. Krein et al., Phys.Rev. C51 (1995) 2646.

1 ->

$$\frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = \xi = 0.6 ; \begin{cases} m_i - \text{free meson mass} \\ m_i^* - \text{meson mass in nucleus} \end{cases}$$

$$\frac{g_{\sigma N}^*}{g_{\sigma N}} = \frac{g_{\omega N}^*}{g_{\omega N}} = \chi = 0.6 ; \begin{cases} g_{iN} - \text{in free space} \\ g_{iN}^* - \text{in nuclear matter} \end{cases}$$

↑ vary $\xi = \chi$ in range $0.6 \div 1.0$

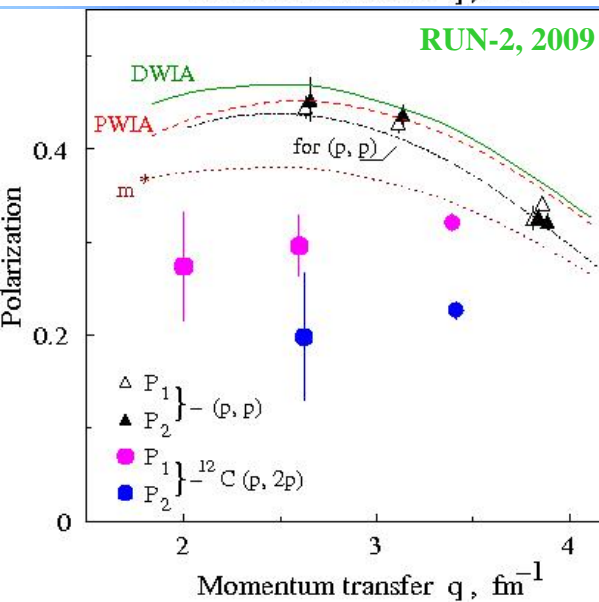
2 ->

$$\frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = 1. ; \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = 0.6$$

$\chi = 1.$

at $\rho = \rho_0$

$\rho_0 = 0.19 \text{ fm}^{-3}$



Kinematics :
Momentum of the S-shell proton before the interaction is close to zero

← **Observation :**
There is also a difference between the polarizations P_1 and P_2 at $q < 3.4 \text{ fm}^{-1}$

RCNP : Medium Effect on A_y

T.Noro et al., Nucl.Phys. A629 (1998) 324.

(p,2p) $T=392 \text{ MeV}$, $\theta_1=25.5^\circ$, $\theta_2=52^\circ \sim 60^\circ$, $(k_3=0 \text{ MeV/c})$

● Reduction of m^* and g^*

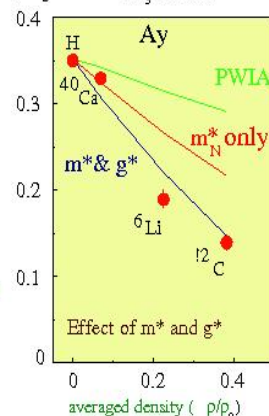
m_N^* only : Horowitz-Iqbal procedure for spinor distortion

m^* & g^* : Relativistic Love Franey with :

$$\frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} = \frac{m_\omega^*}{m_\omega} = \frac{m_\rho^*}{m_\rho} = 0.7$$

$$\frac{g_\sigma^*}{g_\sigma} = \frac{g_\omega^*}{g_\omega} = 0.75$$

(same as Krein et al., PRC51 (95) 2646)



$$\text{Im}\{f(q)\} = g_\sigma^{*2} / (q^2 + m_\sigma^{*2}) (1 + q^2/\Lambda_\sigma^2)^2$$

Brown and Rho scaling conjecture for hadron properties in nuclei

G.E. Brown and M. Rho, Phys.Rev.Lett. 66, 2720 (1991).

G. Krein et al., Phys.Rev. C51 (1995) 2646.

$$\frac{m_N^*}{m_N} \approx \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} \approx \frac{m_\rho^*}{m_\rho} \approx \frac{m_\omega^*}{m_\omega} \approx \frac{f_\pi^*}{f_\pi} \equiv \xi$$

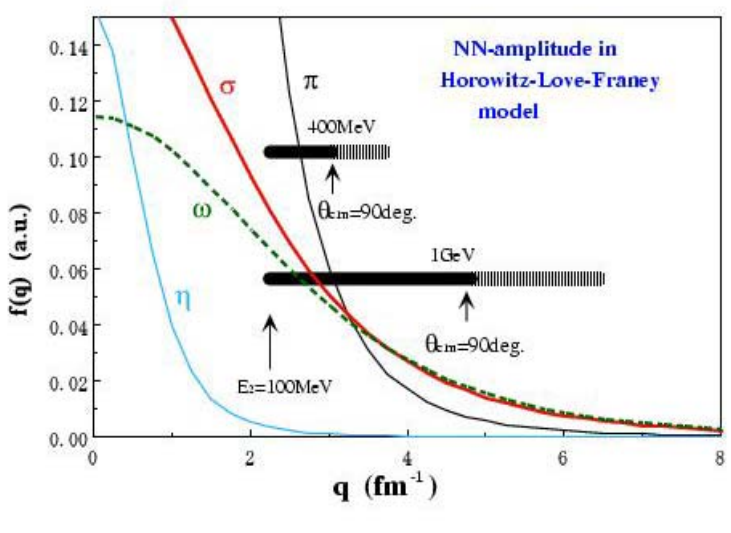
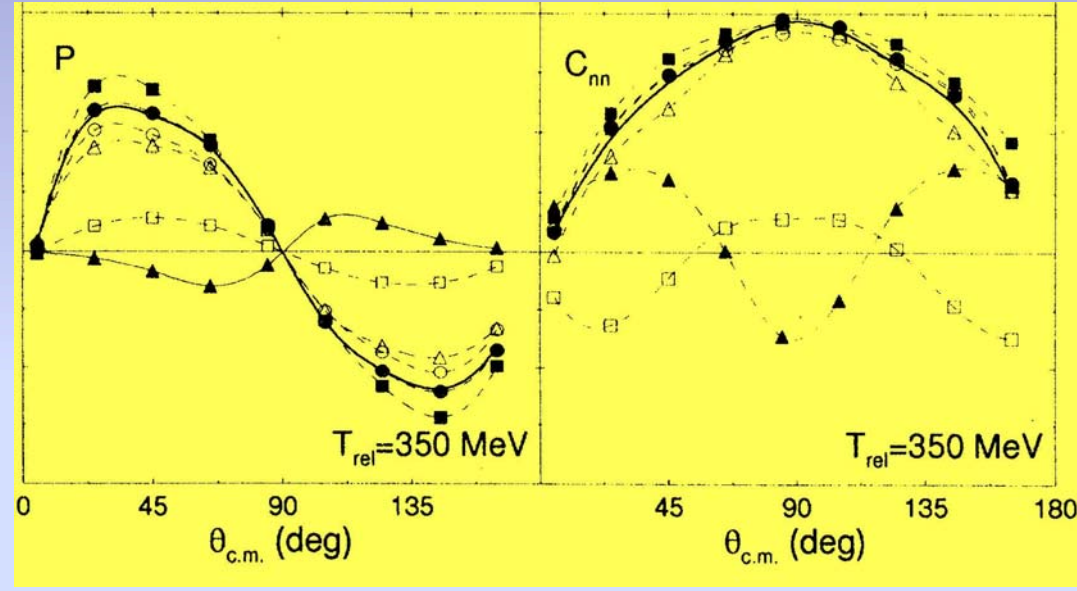
— free

□ $g_\omega=0$	△ $g_\rho=0$	○ $g_\delta=0$
■ $g_\pi=0$	▲ $g_\sigma=0$	● $g_\eta=0$

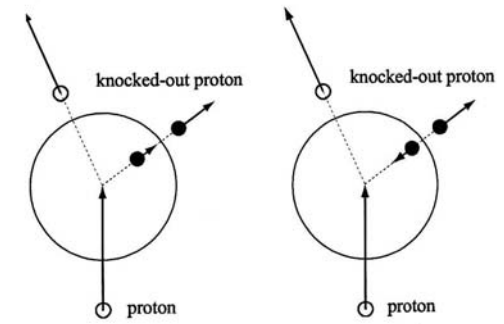
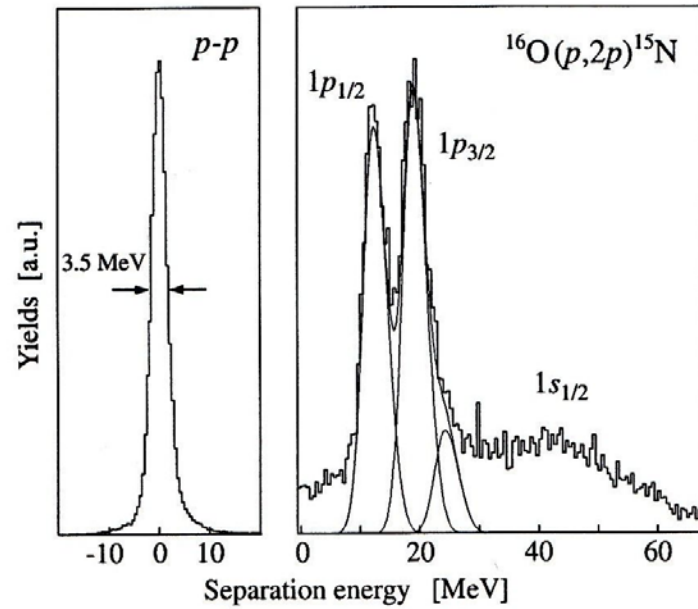
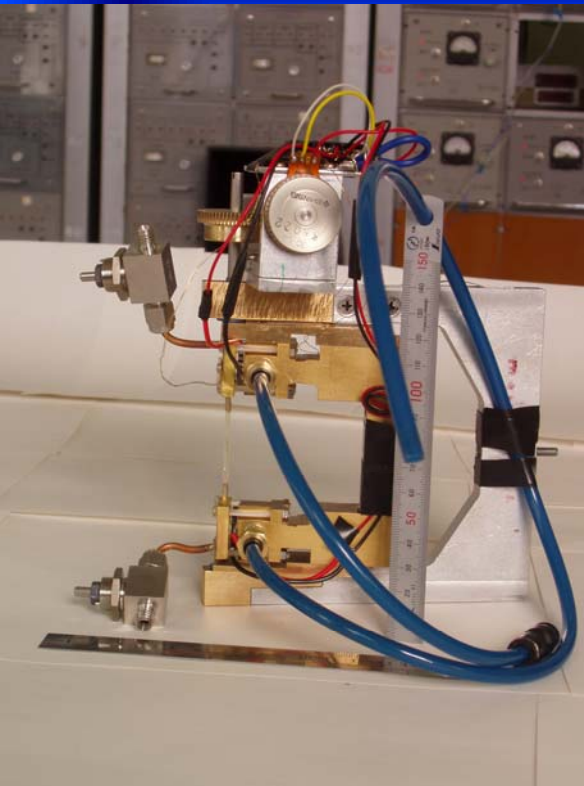
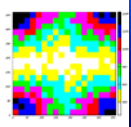
G.E. Brown et al. Phys.Rev. C 44, 2653 (1991).

$$\frac{m_\pi^*}{m_\pi} \approx 1$$

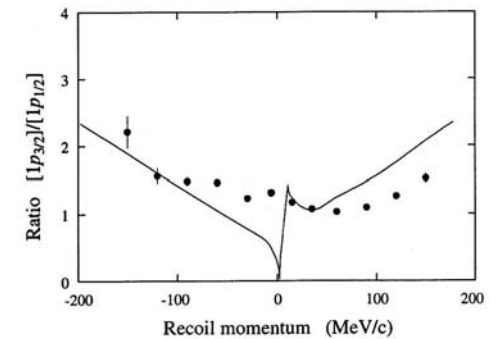
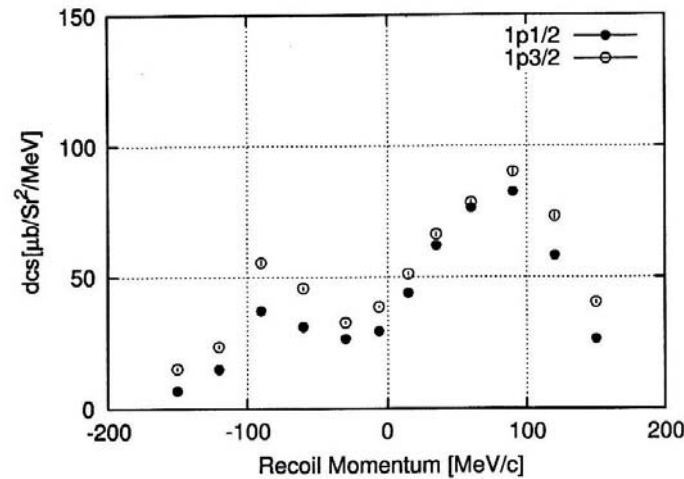
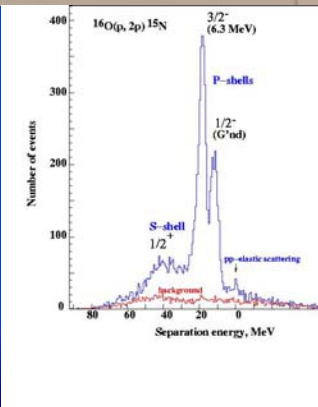
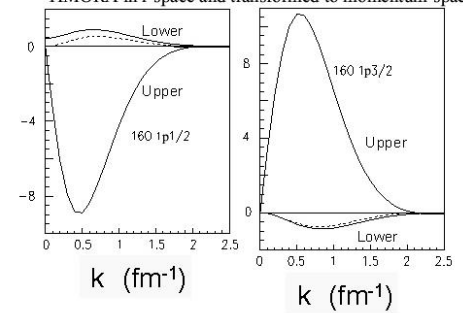
$$\frac{g_{\sigma NN}^*}{g_{\sigma NN}} = \frac{g_{\omega NN}^*}{g_{\omega NN}} = \chi$$



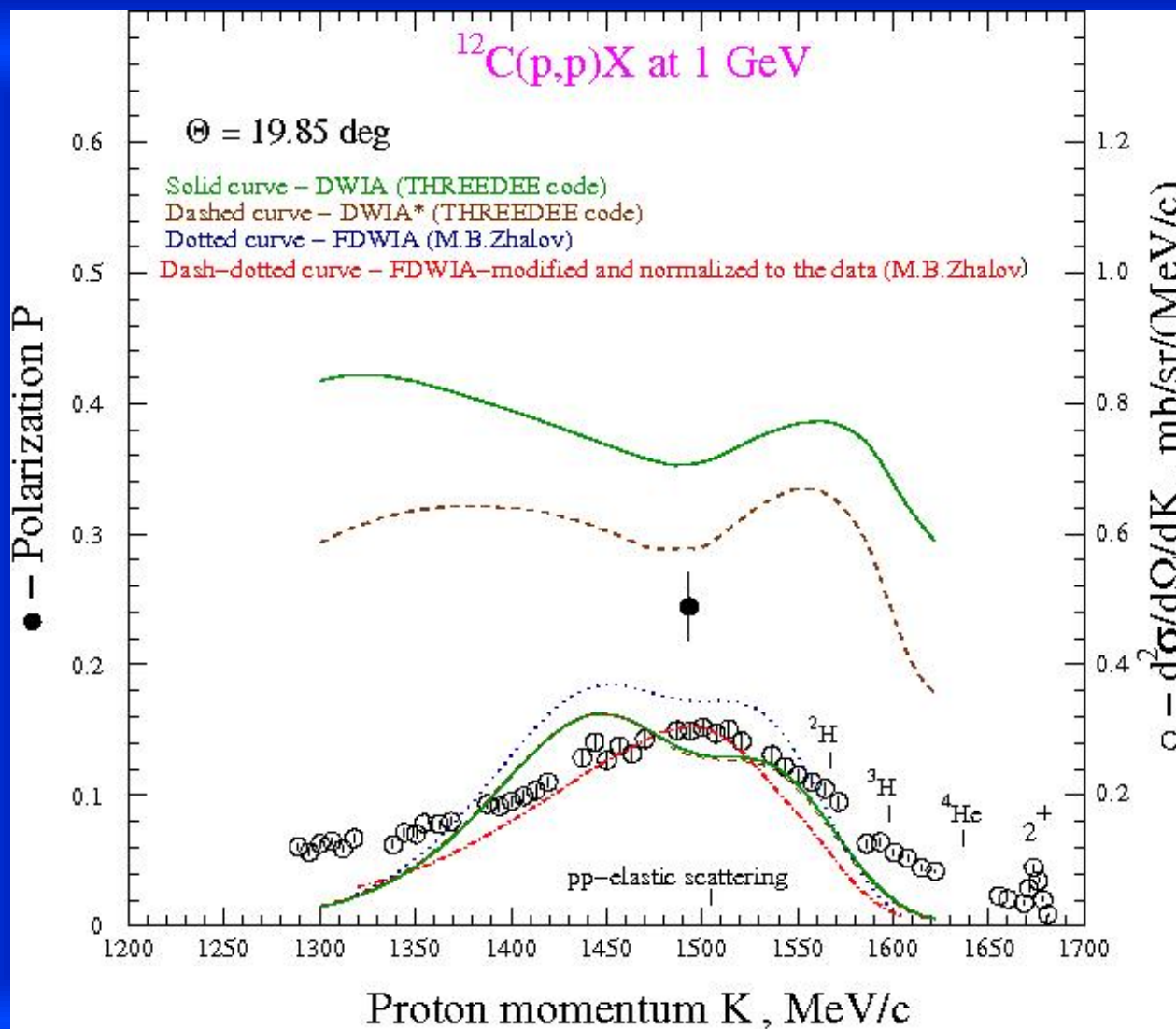
$$\hat{F} \sim \frac{g_j^2}{q^2 + m_j^2} (1 + q^2/\Lambda_j^2)^{-2}$$

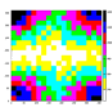


Proton wave functions of ^{16}O nuclei calculated with TIMORA in r-space and transformed to momentum-space.



Inclusive $p^{12}\text{C}$ – scattering at 1 GeV





Spin correlation parameters

$$\overline{C_{nn}} = \frac{C_{nn} + \alpha C_{n,-n}}{1 + \alpha}, \quad C_{n,-n} = -C_{nn}, \quad C_{n,-n} = \frac{4 \langle \cos \phi_1 \cos(\phi_2 + \pi) \rangle}{\langle A_1(\theta, \kappa_1) \times A_2(\theta, \kappa_2) \rangle};$$

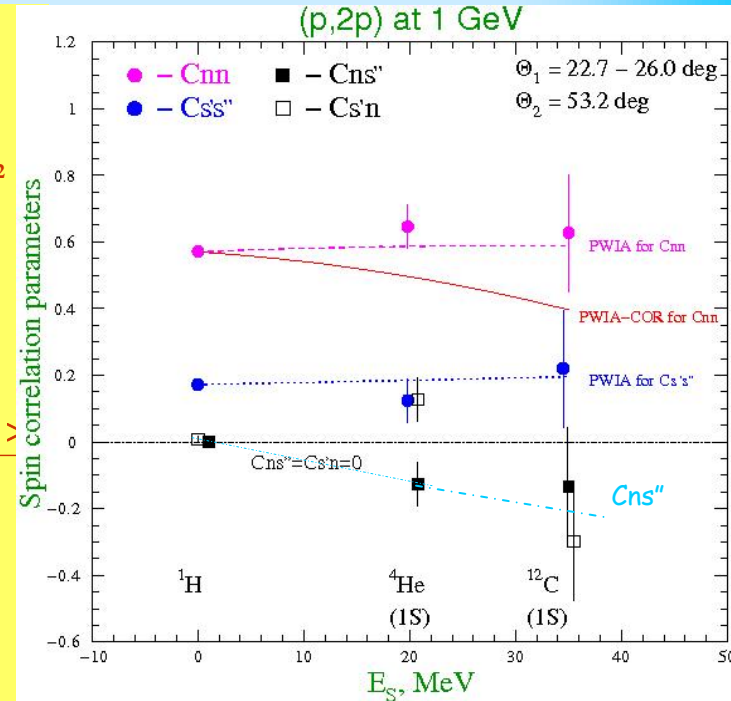
$$\overline{C_{ns''}} = \frac{C_{ns''} + \alpha C_{n,-s''}}{1 + \alpha}, \quad C_{n,-s''} \approx -C_{nn} \text{ due to 100\% correlation between } s'' \text{ and } n_2$$

$$C_{n,-s''} = \frac{4 \langle \cos \phi_1 \sin(\phi_2 + \pi + \approx \pi/2) \rangle}{\langle A_1(\theta, \kappa_1) \times A_2(\theta, \kappa_2) \rangle};$$

$$\overline{C_{s'n}} = \frac{C_{s'n} + \alpha C_{s',-n}}{1 + \alpha}, \quad C_{s',-n} \approx C_{n,n} \text{ due to 100\% correlation between } s' \text{ and } n_1,$$

$$C_{s',-n} = \frac{4 \langle \sin(\phi_1 + \approx -\pi/2) \cos(\phi_2 + \pi) \rangle}{\langle A_1(\theta, \kappa_1) \times A_2(\theta, \kappa_2) \rangle};$$

$$\overline{C_{s's''}} = \frac{C_{s's''} + \alpha C_{s',-s''}}{1 + \alpha}, \quad C_{s',-s''} = -C_{s's''}, \quad C_{s',-s''} = \frac{4 \langle \sin \phi_1 \sin(\phi_2 + \pi) \rangle}{\langle A_1(\theta, \kappa_1) \times A_2(\theta, \kappa_2) \rangle}.$$



$$C_{s's''} = -C_{mm} \cos(\alpha - \nu_1) \cos(\beta + \nu_2) - C_{ll} \sin(\alpha - \nu_1) \sin(\beta + \nu_2) + C_{ml} \sin(\alpha - \nu_1 + \beta + \nu_2)$$

1. **Helmut Faissner** (Polarisierte Nucleonen 1. Polarisation Durch Streuung, 1960):

if the parity conservation is not taken into account then

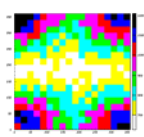
$C_{in} = -C_{ni}$ in the system of interacted identical particles.

2. The residual nucleus ${}^3\text{H}$ has the positive parity. This is close to Faissner condition

$C_{s'n} = -C_{ns''}$. The parity of the residual nucleus ${}^{11}\text{B}$ is negative (Э. Эайааó è

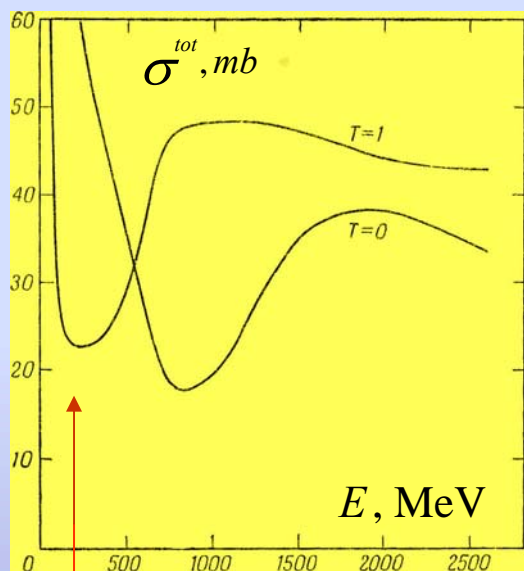
В. Ñîðîäèíêè èé, Èäèöèè ïî Òäîðèè Àðîîíâîî Ñäðà, ÃÈÒ-Òèèðäàðòóóóó, Ìíèèàà, 1955).

Possibly in this case $C_{s'n} = C_{ns''}$.

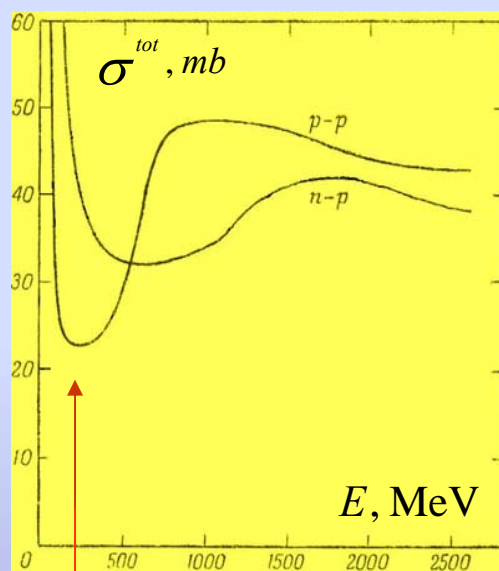


Cross sections in the elastic Np scattering

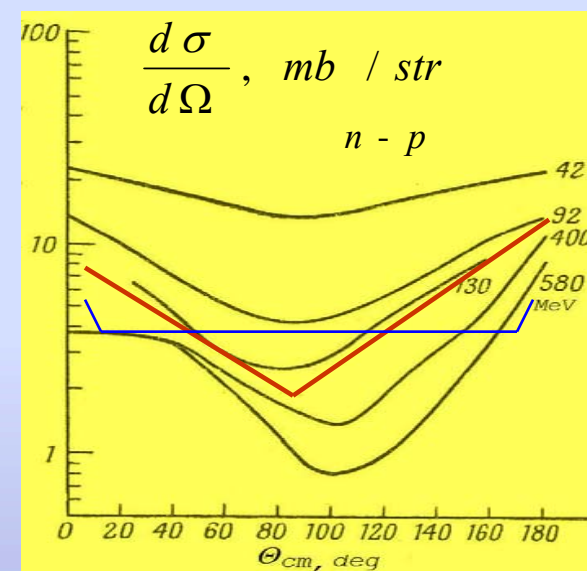
У. Локк, Ядерная физика частиц высоких энергий,
Изд. ИЛ, Москва, 1962



200 MeV

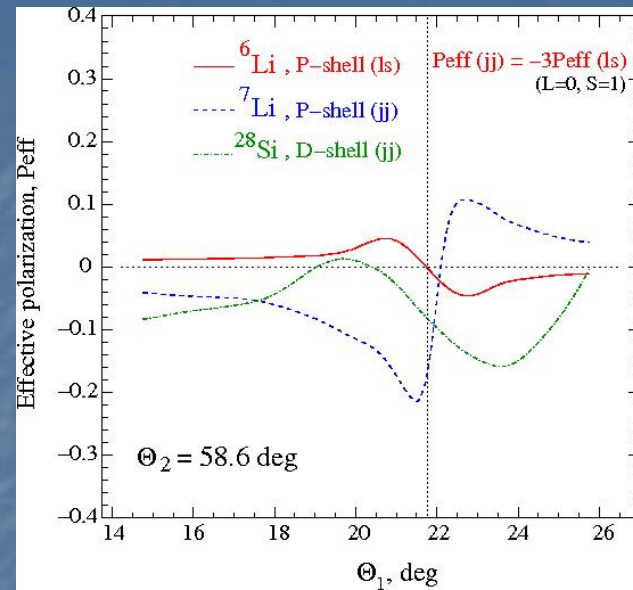
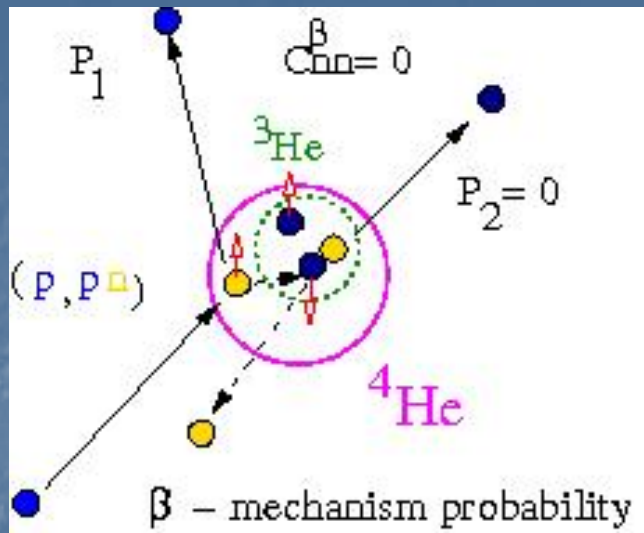


200 MeV



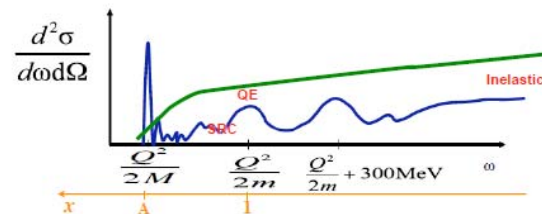
— $n-p$, 200 MeV

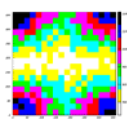
— $p-p$, 200 MeV



E12-06-105: Quark distributions of SRC

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





Связь между PNPI α и JLAB a_{2N}

PNPI

$$\alpha_{11} = 0.194 \pm 0.022$$

$$\alpha_3 = 0.083 \pm 0.010$$

$$a_{2N} [12] = 0.193 \pm 0.041$$

JLAB

$$a_{2N} [3] = 0.080 \pm 0.016$$

$$\alpha_A = \frac{Y_{pSRC}^\pi}{Y_{pN}^0} = \frac{\omega_A \sigma_{pSRC}^\pi}{\sigma_{pN}^0 A}, \quad \omega_A = \frac{A}{2} a_{2N} [A];$$

$$\alpha_A = a_{2N} [A] \frac{\sigma_{pSRC}^\pi}{2\sigma_{pN}^0}$$

ω_A - number of SRC in nucleus with A nucleons

$a_{2N} [A]$ - the probability for a given nucleon to belong to a two-nucleon SRC in nucleus with A-nucleons

$$\frac{\alpha_{11}}{\alpha_3} = \frac{a_{2N} [11]}{a_{2N} [3]}$$

Due to nuclear saturation effect :

$$a_{2N} [11] \approx a_{2N} [12]$$

Observation :

$$\frac{\alpha_{11}}{\alpha_3} \approx \frac{a_{2N} [12]}{a_{2N} [3]}$$

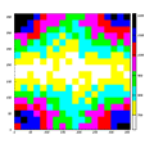
$$\frac{\alpha_{11}}{\alpha_3} = 2.34 \pm 0.38 \quad (\text{PNPI})$$
$$\frac{a_{2N} [12]}{a_{2N} [3]} = 2.41 \pm 0.17 \quad (\text{JLAB})$$

Observation :

$$\alpha_{11} \approx a_{2N} [12] \approx a_{2N} [11]$$

$$\alpha_3 \approx a_{2N} [3]$$

$$\sigma_{pSRC}^\pi / 2\sigma_{pN}^0 \approx 1$$



Связь между PNPI α и JLAB a_{2N}

$$\alpha_{3H} = \frac{Y_{pSRC}^\pi}{Y_{pN}^0} = \frac{\omega_{3H} \sigma_{pSRC}^\pi}{(2\sigma_{pn}^0 + \sigma_{pp}^0)}, \quad \omega_{3H} = \frac{3}{2} a_{2N} [3];$$

$$\alpha_{11B} = \frac{\omega_{11B} \sigma_{pSRC}^\pi}{(6\sigma_{pn}^0 + 5\sigma_{pp}^0)}, \quad \omega_{11B} = \frac{11}{2} a_{2N} [11]$$

$$\frac{a_{2N} [11]}{a_{2N} [3]} = \frac{\alpha_{11B}}{\alpha_{3H}} \frac{9 \left(\sigma_{pn}^0 + \frac{5}{6} \sigma_{pp}^0 \right)}{11 \left(\sigma_{pn}^0 + \frac{1}{2} \sigma_{pp}^0 \right)}$$

ω_A - number of SRC in nucleus with A nucleons

$a_{2N}[A]$ - the probability for a given nucleon to belong to a two-nucleon SRC in nucleus with A-nucleons

from PNPI experiment: $\frac{\alpha_{11B}}{\alpha_{3H}} = 2.34 \pm 0.38$

PNPI result: $\frac{a_{2N} [11]}{a_{2N} [3]} = 1.01 \frac{\alpha_{11B}}{\alpha_{3H}} = 2.36 \pm 0.38;$

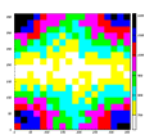
JLAB result: $\frac{a_{2N} [12]}{a_{2N} [3]} = 2.41 \pm 0.17$

Absolute value of the a_{2N} for ^{11}B from PNPI experiment = 0.189 ± 0.048 .

Absolute value of the a_{2N} for ^{12}C from JLAB experiment = 0.193 ± 0.041 .

$$\sigma_{p-SRC(pn)}^{0 \text{ deg}} \approx (\sigma_{pn}^0 + \sigma_{pp}^0);$$

$$\sigma_{p-SRC(pp)}^{0 \text{ deg}} \approx 2\sigma_{pp}^0; \quad \sigma_{p-SRC(nn)}^{0 \text{ deg}} \approx 2\sigma_{nn}^0;$$



$$\alpha_{3H} = \frac{Y_{pSRC}^\pi}{Y_{pN}^0} = \frac{\omega_3 \sigma_{pSRC}^\pi}{(2\sigma_{pn}^0 + \sigma_{pp}^0)(1 - a_{2N}[3]) + \omega_{3H} \sigma_{pSRC}^0}, \quad \omega_3 = \frac{3}{2} a_{2N}[3];$$

$$\alpha_{11B} = \frac{\omega_{11} \sigma_{pSRC}^\pi}{(6\sigma_{pn}^0 + 5\sigma_{pp}^0)(1 - a_{2N}[11]) + \omega_{11B} \sigma_{pSRC}^0}, \quad \omega_{11} = \frac{11}{2} a_{2N}[11];$$

$a_{2N}[A]$ – the probability for a given nucleon to belong to a two-nucleon SRC in nucleus with A -nucleons

ω_A – number of SRC in nucleus with A nucleons

Conjecture for p - SRC scattering at 0 deg:

$$p \rightarrow \{\otimes \oplus\} \approx (\otimes \oplus + \oplus \otimes) \Rightarrow \text{Yield} \sim (\sigma_{p\otimes}^0 + \sigma_{p\oplus}^0)$$

Averaged value of the differential cross section of the p -SRC scattering at 0 deg:

$$\sigma_{pSRC}^{0 \text{ deg}} \approx \frac{2}{3} (2\sigma_{pn}^0 + \sigma_{pp}^0) \text{ for } {}^3\text{H nucleus and}$$

$$\sigma_{pSRC}^{0 \text{ deg}} \approx \frac{2}{11} (6\sigma_{pn}^0 + 5\sigma_{pp}^0) \text{ for } {}^{11}\text{B nucleus.}$$

Conjecture for p - SRC scattering at 180 deg:

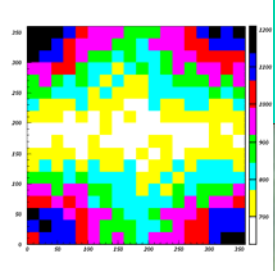
$$\sigma_{pSRC}^{180 \text{ deg}} \approx \sigma_{pSRC}^{0 \text{ deg}}.$$

$$\alpha_{3H}(\text{PNPI}) \approx a_{2N}[3](\text{JLAB})$$

$$\alpha_{11B}(\text{PNPI}) \approx a_{2N}[12](\text{JLAB})$$

$$\begin{aligned} \sigma_{p\text{-SRC}(pn)}^{0 \text{ deg}} &\approx \sigma_{pn}^0 + \sigma_{pp}^0, & \sigma_{p\text{-SRC}(pp)}^{0 \text{ deg}} &\approx 2\sigma_{pp}^0, \\ \sigma_{p\text{-SRC}(nn)}^{0 \text{ deg}} &\approx 2\sigma_{pn}^0; \\ \sigma_{p\text{-SRC}(pn)}^{180 \text{ deg}} &\approx \sigma_{p\text{-SRC}(pn)}^{0 \text{ deg}}, & \sigma_{p\text{-SRC}(pp)}^{180 \text{ deg}} &\approx \sigma_{p\text{-SRC}(pp)}^{0 \text{ deg}}, \\ \sigma_{p\text{-SRC}(nn)}^{180 \text{ deg}} &\approx \sigma_{p\text{-SRC}(nn)}^{0 \text{ deg}} \end{aligned}$$

2001



С Днем Рождения !

17.03.2001

2006

