

Развал дейтрона протонами с энергией 800 МэВ.

В.В. Саранцев, С.П. Шерман

План доклада

1. История экспозиции
2. Отбор событий реакции $pd \rightarrow ppn$
3. Краткое содержание теории Дахно-Никонова
4. Сравнение спектров с вычислениями модели
5. Заключение

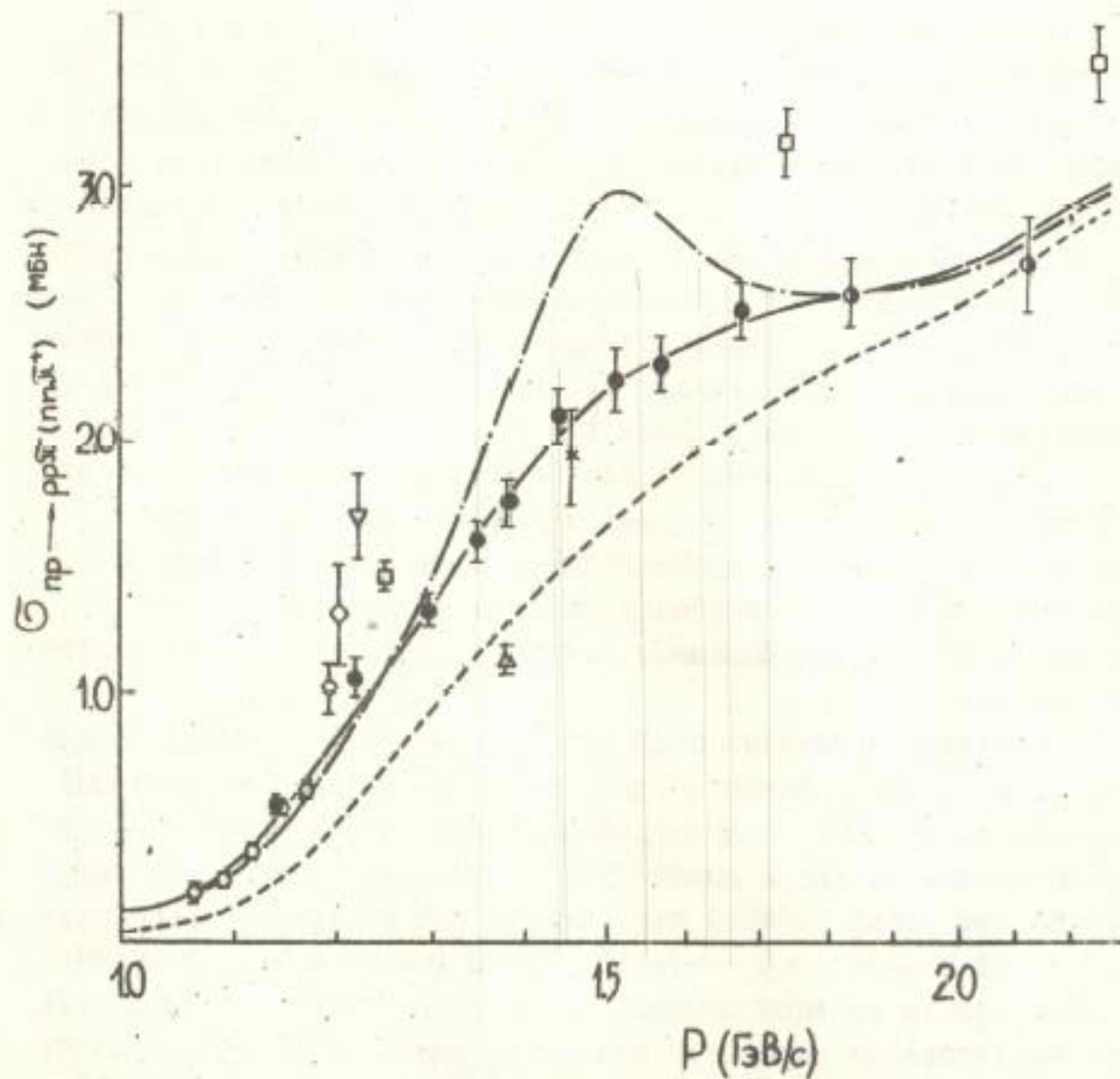
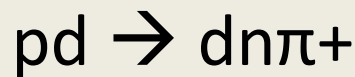
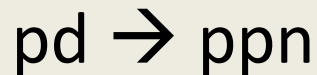
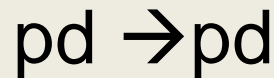


Рис.2. Полные сечения реакций $p\pi \rightarrow p\pi^-$ и $p\pi \rightarrow n\pi^+$. Экспериментальные точки: \diamond [10].

35-см пузырьковая камера,
наполненная дейтерием и
находящаяся в магнитном поле
1.48Т, облучалась протонным
пучком с импульсом 1438 МэВ/с.

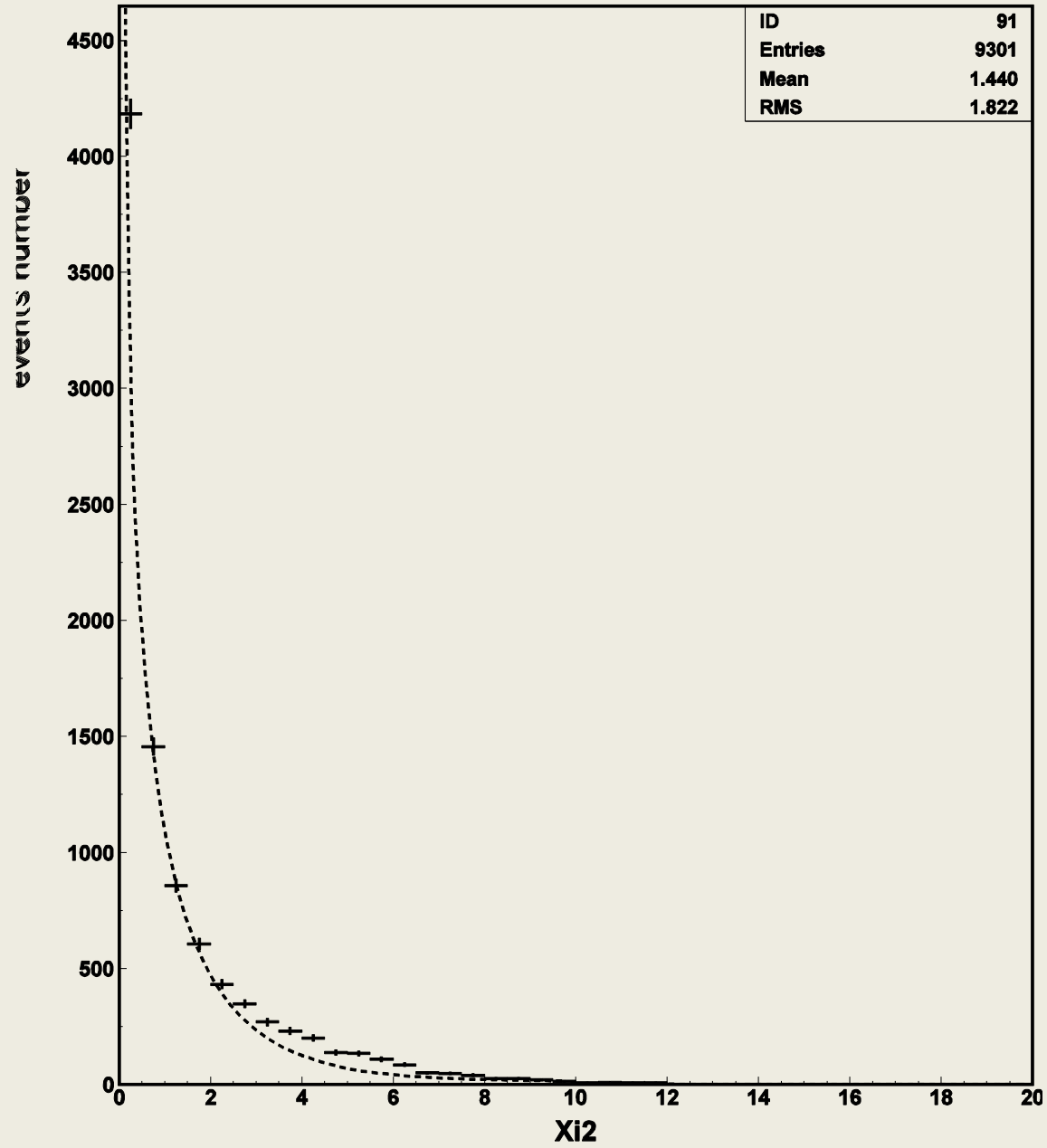
Получено свыше $5 \cdot 10^4$ кадров.
Проводился поиск 2-х лучевых
событий с двумя положительными
треками ($2.9 \cdot 10^4$), затем
выполнялись измерения треков и
после геометрической реконструкции
треков проводился кинематический
фит.

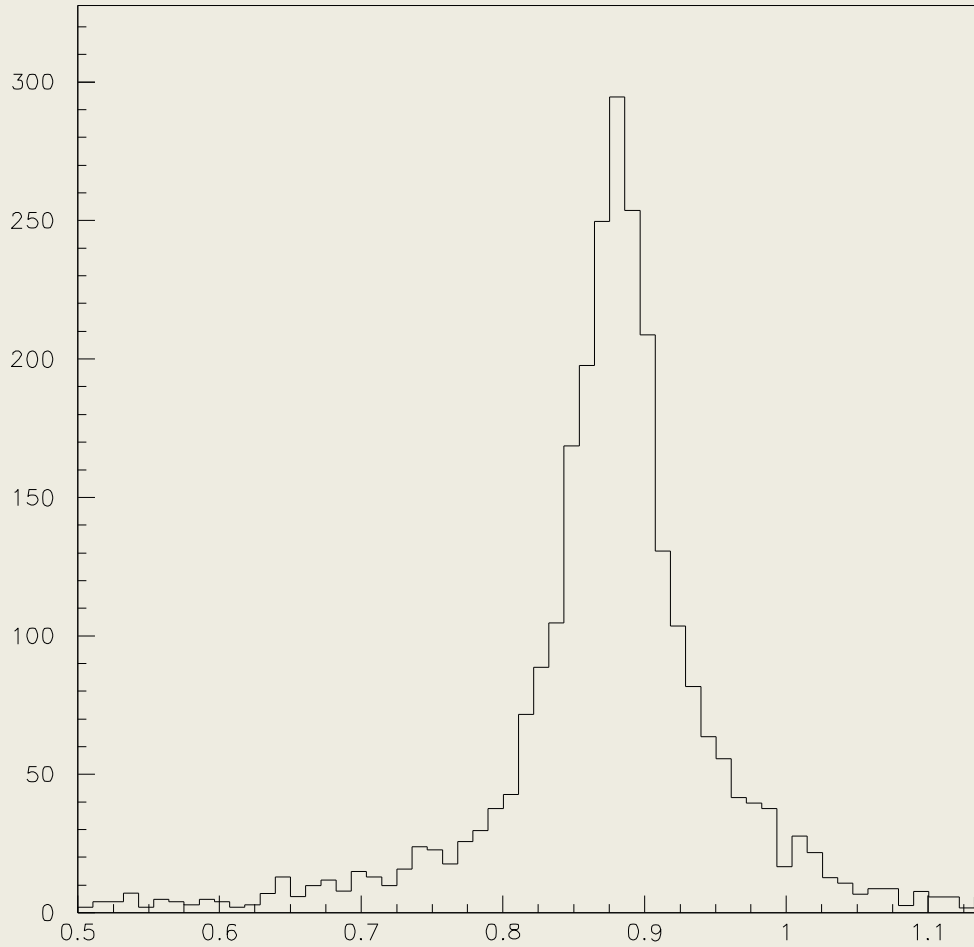
События могли принадлежать реакции упругого pd -рассеяния, развала или процессам с рождением пионов:



Отбор событий производился по **кинематическому** фиту с χ^2 критерием (отбор на 1% доверительном уровне).

Отобрано всего **9369** событий развала дейтрона.

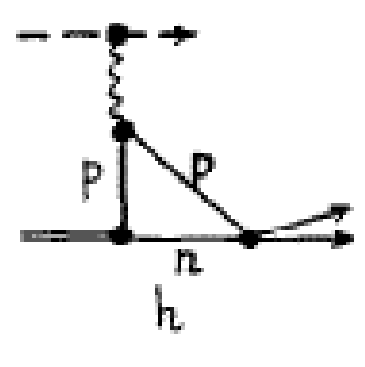
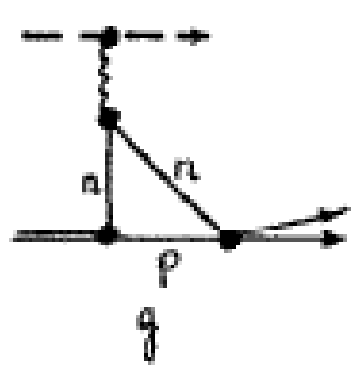
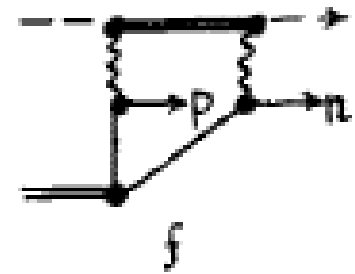
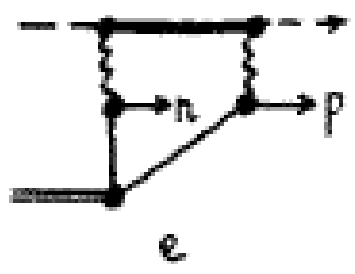
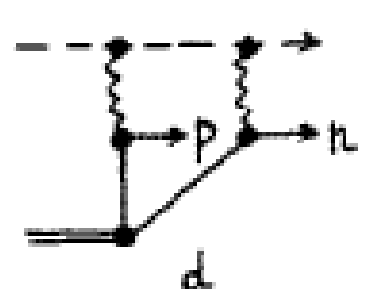
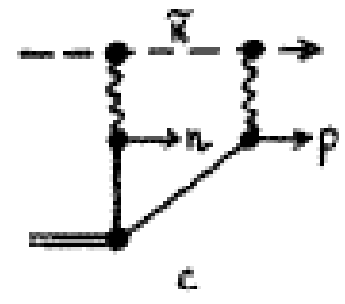
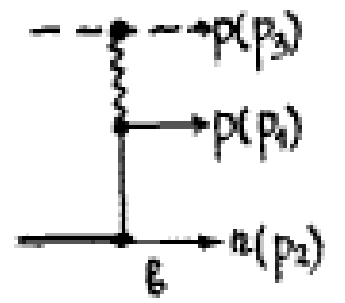
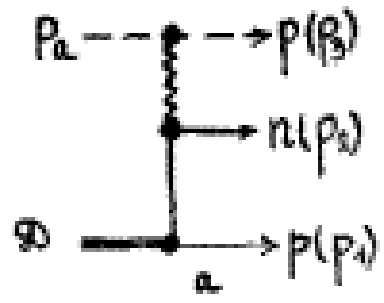


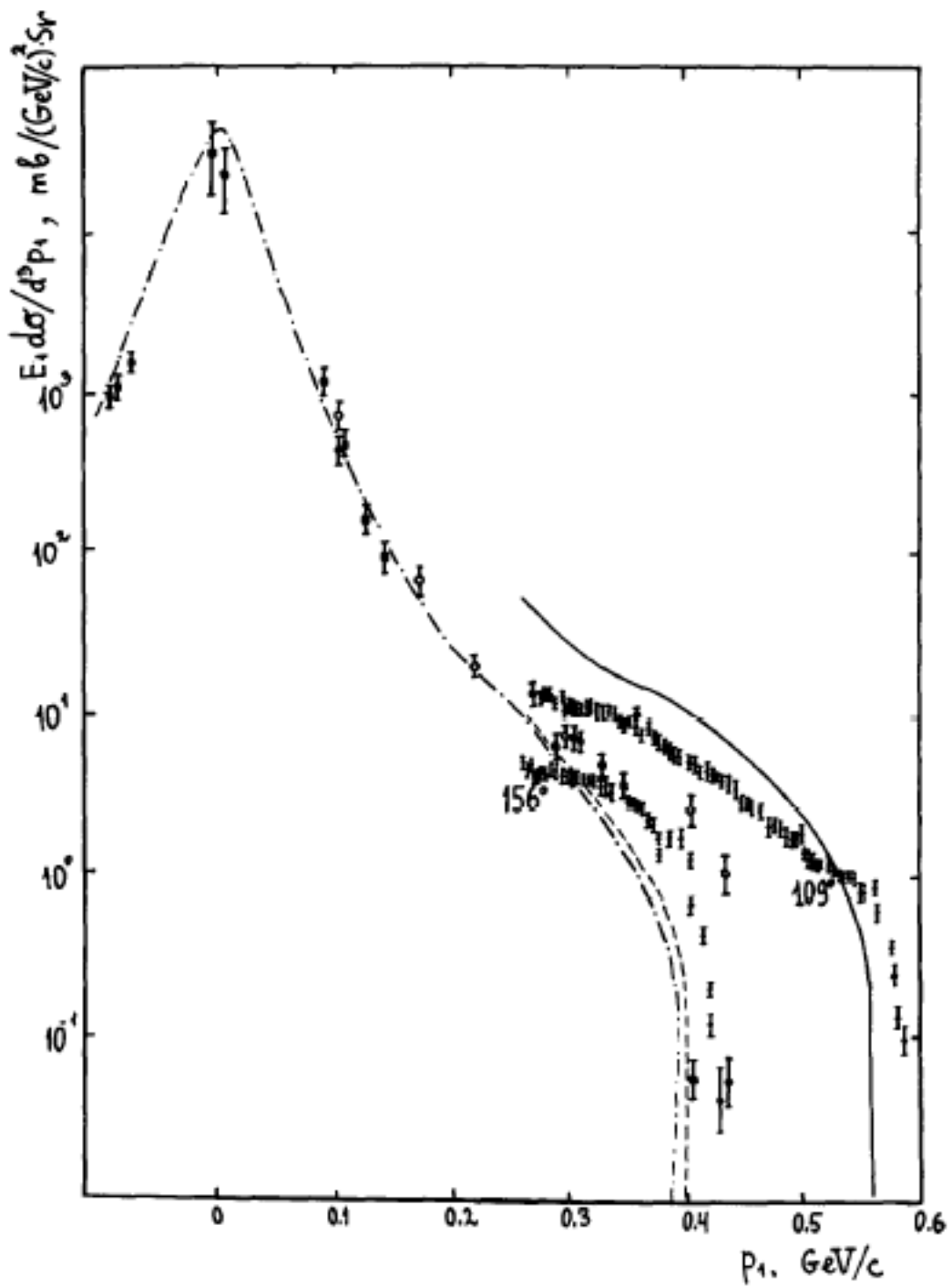


Missing mass squared neutron

The cross section of the deuteron breakup :

$$\sigma_{pd \rightarrow ppn} = (29,7 \pm 0.3) \text{mbn}$$





Impulse approximation diagrams for the reaction $pd \rightarrow ppn$ are shown in fig. 1a, b. The corresponding amplitude is

$$A^{\text{imp}} = (i + \rho)2\sqrt{m}\{\sigma_{\text{tot}}^{\text{pn}} s_{23} \cdot \Psi_d(p_1) + \sigma_{\text{tot}}^{\text{pp}} s_{13} \Psi_d(p_2)\} e^{b/2}, \quad (1)$$

where

$$s_{23} = 2E_a \left(m_d - \sqrt{m_p^2 + p_1^2} + \frac{p_a}{E_a} p_1 \cos \theta_1 \right) + m_d^2 + 2m_p^2 - 2m_d \sqrt{m_p^2 + p_1^2},$$

$$s_{13} = 2E_a \left(2m - E_2 + \frac{p_a}{E_a} p_{2z} \right) + 6m^2 - 4mE_2, \quad t = (p_{a0} - p_{30})^2 - (\mathbf{p}_a - \mathbf{p}_3)^2. \quad (2)$$

The first term in eq. (1) is related to the graph 1a, the second one corresponds to fig. 1b. σ_{tot} , b , ρ are the total cross section, slope of the diffraction cone and the ratio real/imaginary parts in the NN amplitude, respectively. The latter is parametrized as follows: $a_{\text{NN}} = (i + \rho)s\sigma_{\text{tot}} e^{(b/2)t}$. s is the total NN energy squared. At

In what follows a realistic deuteron wave function is used; $\alpha = 0, \pm 1$ corresponds to the deuteron spin projection. In the laboratory frame there is a standard expansion of the deuteron wave function Ψ^α over the states with orbital momenta 0 and 2 (S and D waves) (see ref. ²⁰):

$$\Psi^\alpha(p) = \sum_{\chi_p \chi_n} \sqrt{4\pi} \chi_p^+ \left[u(p)(\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}^\alpha) + \sqrt{\frac{1}{2}} w(p) \left(\frac{3(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p})(\mathbf{p} \boldsymbol{\xi}^\alpha)}{p^2} - (\boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\xi}^\alpha) \right) \right] i\sqrt{\frac{1}{2}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \chi_n. \quad (4)$$

Here $u(p)$ and $w(p)$ are deuteron wave functions in S and D states (see appendix A for the details), χ_p and χ_n are nucleon spinors; $\boldsymbol{\xi}^\alpha$ is the polarization vector of the deuteron in the system $(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z})$:

$$\boldsymbol{\xi}^{\pm 1} = (\mp\sqrt{\frac{1}{2}}, -i\sqrt{\frac{1}{2}}, 0), \quad \boldsymbol{\xi}^0 = (0, 0, 1). \quad (4a)$$

The values $\alpha = \pm 1, 0$ correspond to the deuteron spin projection on the \tilde{Z} -axis.

$$A_{1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\text{imp}} = (i + \rho) c^{\text{imp}} \sqrt{4\pi} \left\{ \left[u(p_1) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{3}{2} \frac{p_{1y}^2 + p_{1z}^2}{p_1^2} - 1 \right) w(p_1) \right] s_{23} \right. \\ \left. + \left[u(p_2) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{3}{2} \frac{p_{2y}^2 + p_{2z}^2}{p_2^2} - 1 \right) w(p_2) \right] s_{13} \right\},$$

$$A_{1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\text{imp}} = (i + \rho) c^{\text{imp}} \sqrt{4\pi} \left\{ \frac{(-3)}{2\sqrt{2}} \frac{p_{1x}(p_{1y} + ip_{1z})}{p_1^2} w(p_1) s_{23} \right. \\ \left. + \frac{(-3)}{2\sqrt{2}} \frac{p_{2x}(p_{2y} + ip_{2z})}{p_2^2} w(p_2) s_{13} \right\}$$

In practical calculations we used the parametrization of the deuteron wave function by the sum of exponents

$$\begin{aligned} u(\rho) &= \sum A_i e^{-\gamma_i \rho^2} \pi \sqrt{2}, \\ w(\rho) &= \rho^2 \sum B_i e^{-\delta_i \rho^2} \pi \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Numerical values of the parameters A_i , B_i , γ_i , δ_i for the Reid soft-core wave function are given in table 1 [ref. ²¹]. Using the parametrization (7), one has for the impulse-approximation amplitude:

$$\begin{aligned} A_{1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\text{imp}} &= (i + \rho) c^{\text{imp}} (2\pi)^{3/2} \{ [\sum A_i e^{-\gamma_i \rho_1^2} + \sqrt{\frac{1}{2}} (\frac{3}{2}(\rho_{1y}^2 + \rho_{1z}^2) - \rho_1^2) \sum B_i e^{-\delta_i \rho_1^2}] s_{23} \} \\ &\quad + [1 \rightleftharpoons 2], \\ A_{1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\text{imp}} &= (i + \rho) c^{\text{imp}} (2\pi)^{3/2} \{ (-\frac{3}{2}\sqrt{\frac{1}{2}}) [\rho_{1x}(\rho_{1y} + i\rho_{1z}) \sum B_i e^{-\delta_i \rho_1^2}] s_{23} + [1 \rightleftharpoons 2] \}, \\ A_{1-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\text{imp}} &= (i + \rho) c^{\text{imp}} (2\pi)^{3/2} \{ (-\frac{3}{2}\sqrt{\frac{1}{2}}) [(\rho_{1y} + i\rho_{1z})^2 \sum B_i e^{-\delta_i \rho_1^2}] s_{23} + [1 \rightleftharpoons 2] \}, \\ A_{0\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\text{imp}} &= (i + \rho) c^{\text{imp}} (2\pi)^{3/2} \{ [\sqrt{\frac{1}{2}} \sum A_i e^{-\gamma_i \rho_1^2} + \frac{1}{2}(3\rho_{1x}^2 - \rho_1^2) \sum B_i e^{-\delta_i \rho_1^2}] s_{23} + [1 \rightleftharpoons 2] \}. \end{aligned} \quad (8)$$

Elastic scattering diagrams are shown in figs. 1c, d. The corresponding amplitude is easily written according to Feynman rules:

$$A^{\text{el}} = G \int d^4k \frac{(is)^2 g^4 e^{-2R[(p_2+k)^2 + (p_1-k)^2]}}{i(2\pi)^4 [m^2 - (\frac{1}{2}D - k)^2 - i\epsilon] [m^2 - (\frac{1}{2}D + k)^2 - i\epsilon] (m^2 - \vec{k}^2 - i\epsilon)}. \quad (13)$$

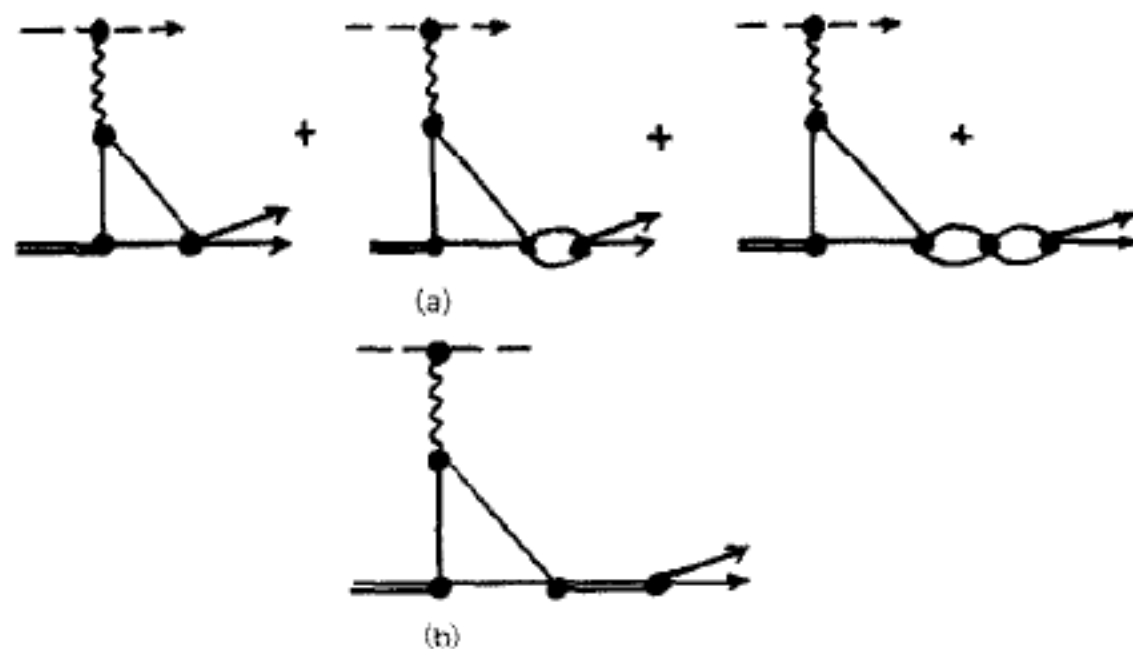
Notations of momenta are shown in fig. 1c. Here $g e^{-R(p_2+k)^2}$ is the pomeron-nucleon vertex ($g^2 = \sigma_{\text{tot}}$, $R = \frac{1}{4}b$, G is the $d \rightarrow pn$ vertex which at small k is connected with the deuteron wave function through the following relation

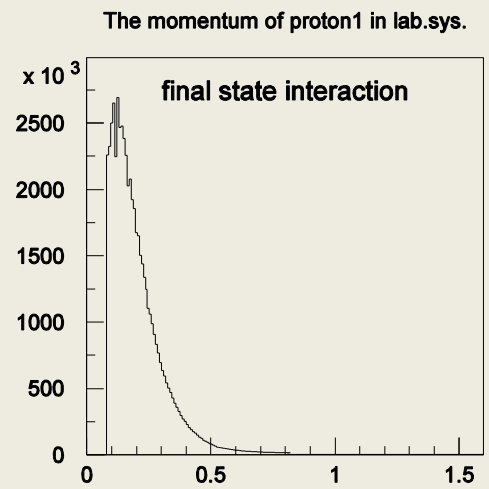
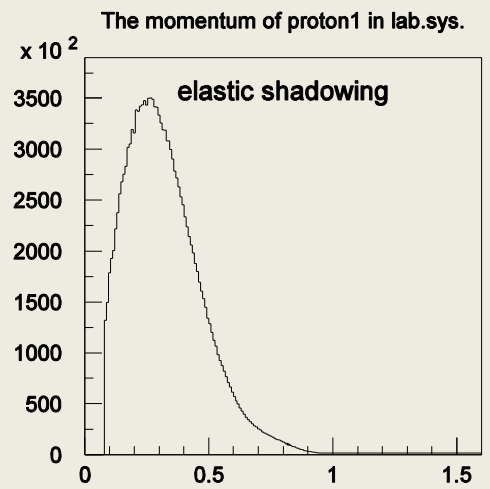
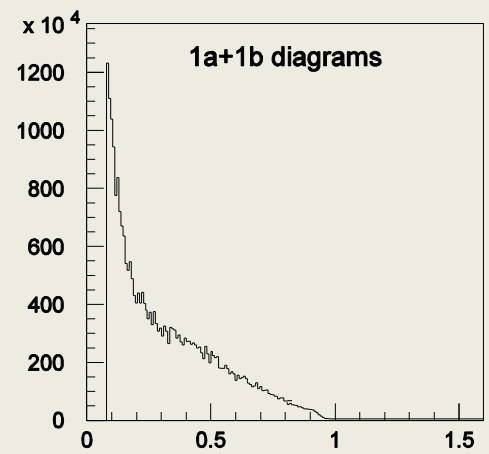
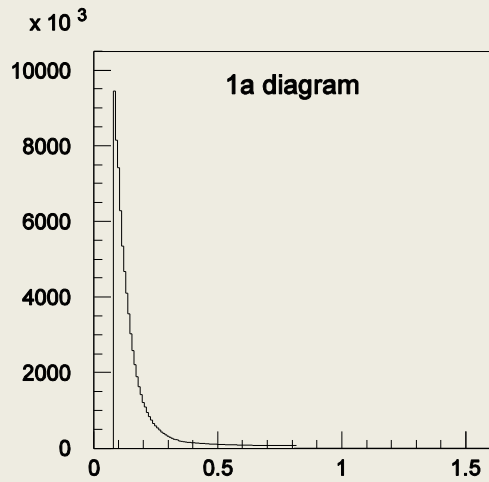
$$\frac{G}{4\sqrt{m}} \frac{1}{k^2 + m\epsilon} = \Psi_d(k), \quad (14)$$

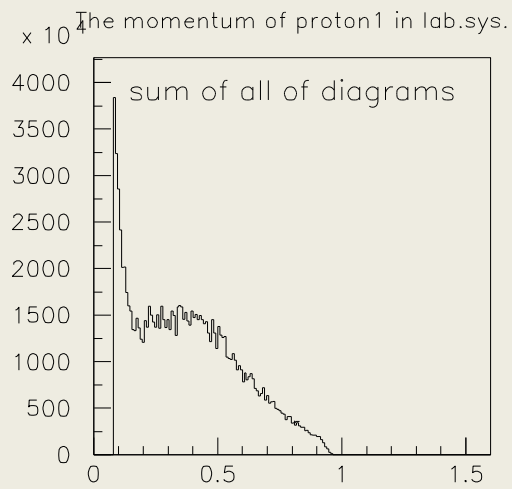
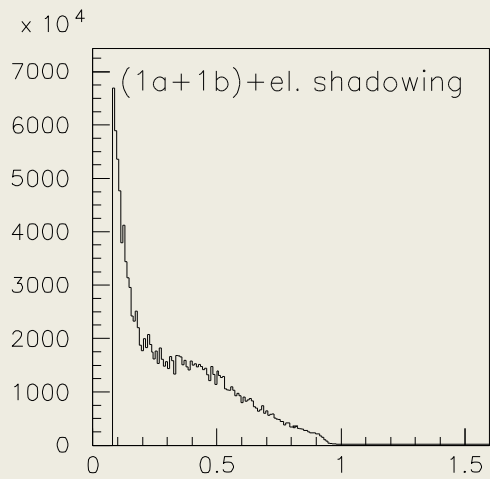
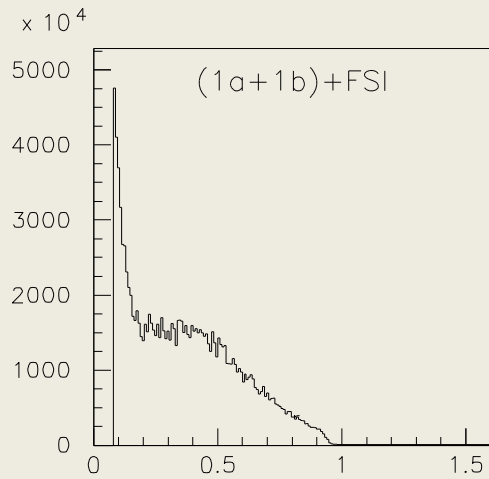
Diagrams accounting for the final-state interaction (FSI) are presented in fig. 1g, h and in fig. 5. We neglect the spin transfer in the upper vertex and restrict ourselves by considering only S and D partial waves for the slow nucleons. First consider the S-wave case.

Using the standard Goldberger-Watson-Migdal factor $16\pi m[a^{-1}(p_-^2) - ip_-]^{-1}$ for the slow nucleons which corresponds to the sum of diagrams 5a, we obtain

$$A_{\text{S-wave}}^{\text{FSI}} = (i + \rho) \sigma_{\text{tot}} \frac{s}{\sqrt{m}} e^{(b/2)t} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \Psi_S^\alpha(k) \frac{1}{(k - p_+)^2 - p_-^2 - i\epsilon} \frac{16\pi m}{a^{-1}(p_-^2) - ip_-} \quad (23)$$

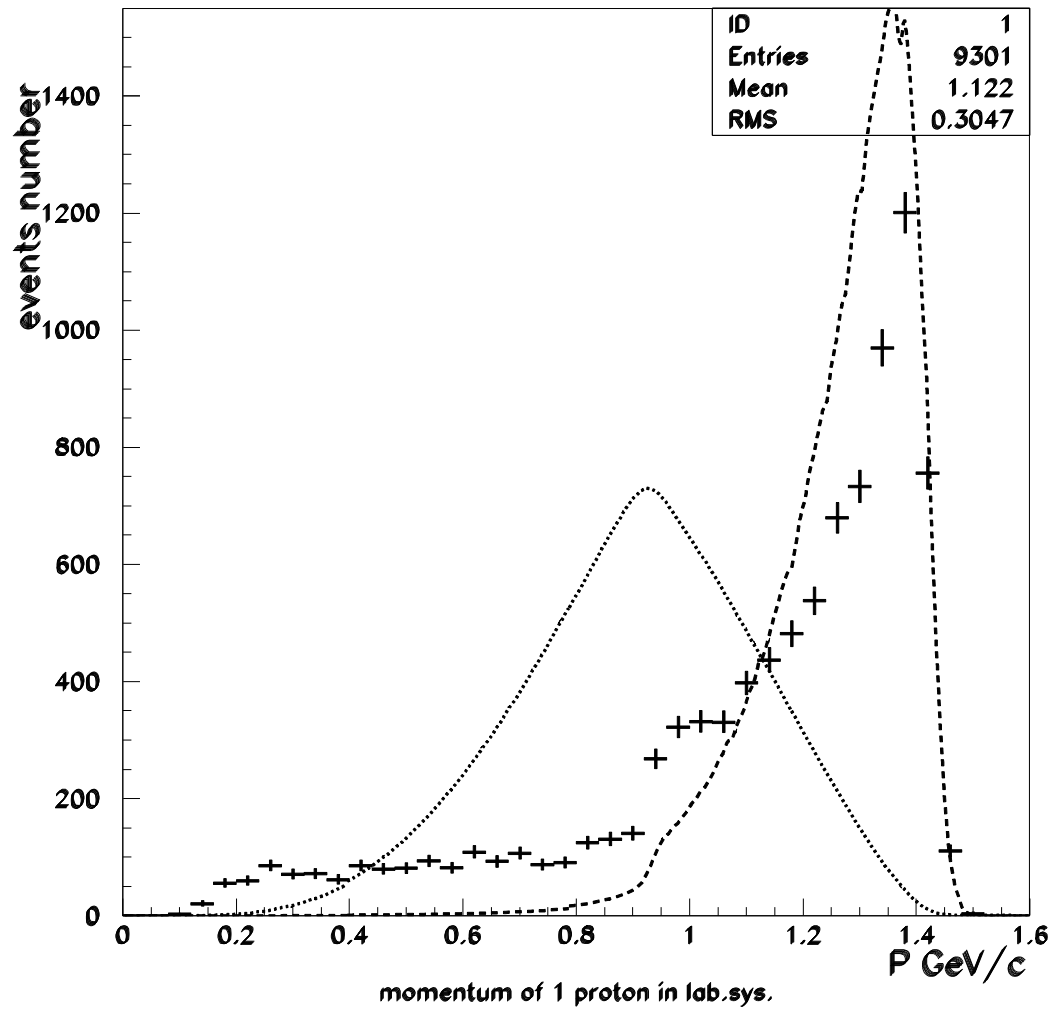


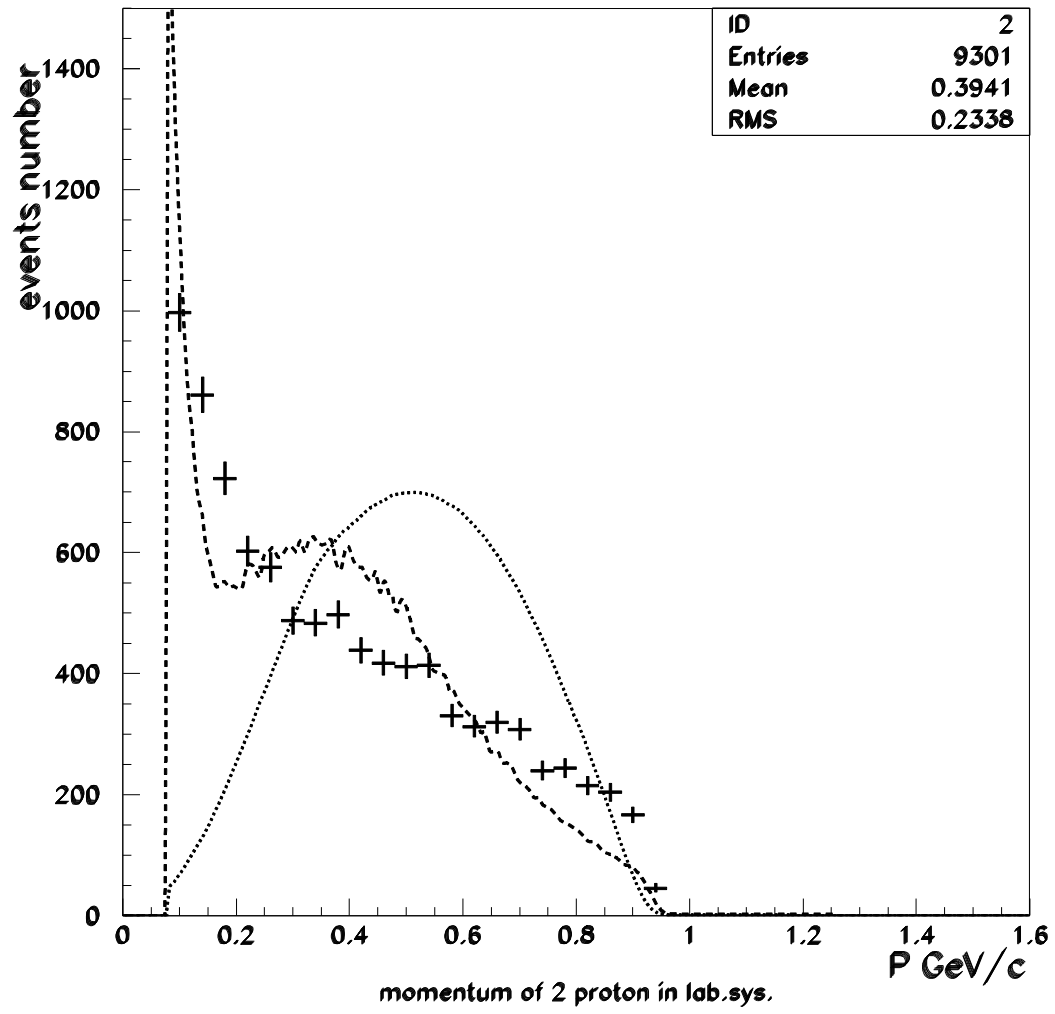


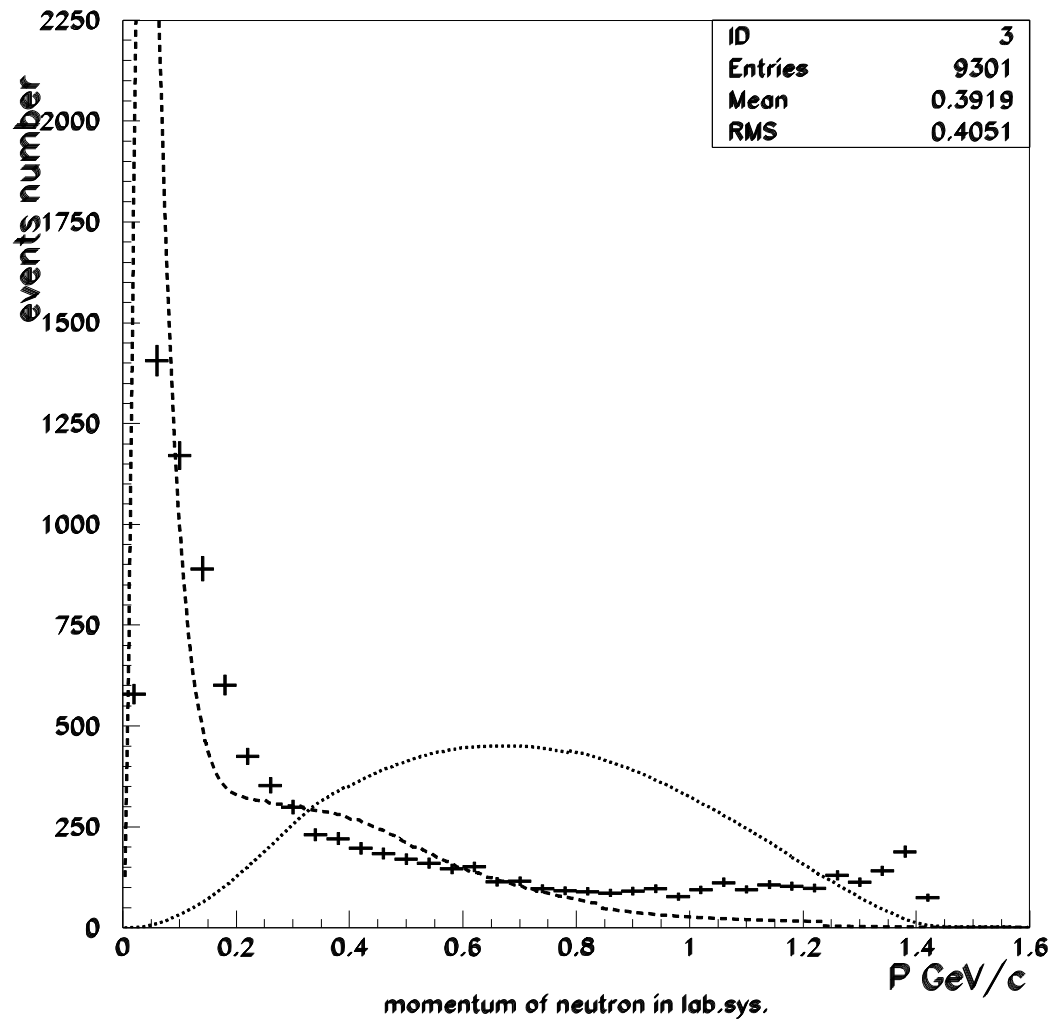


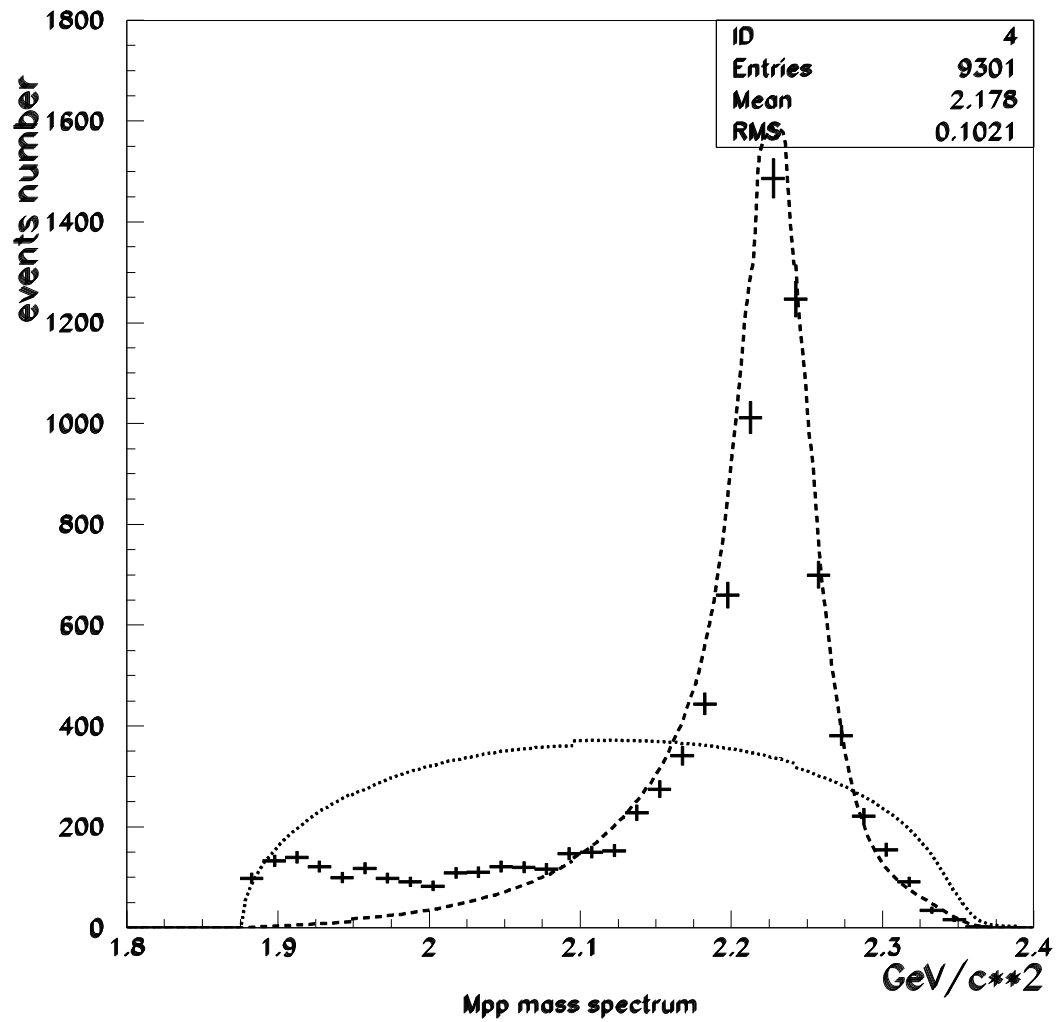
The momentum of proton1 in lab.sys.

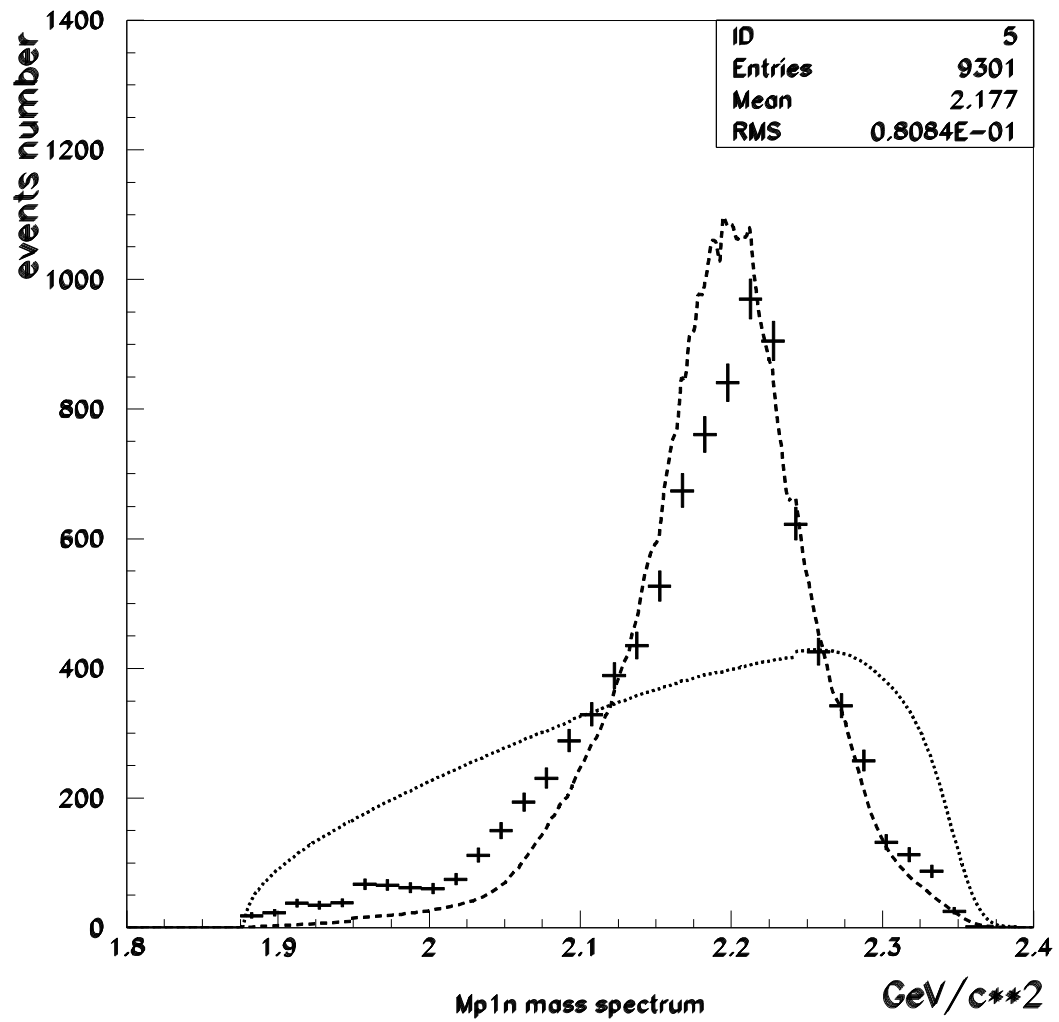
The momentum of proton1 in lab.sys.

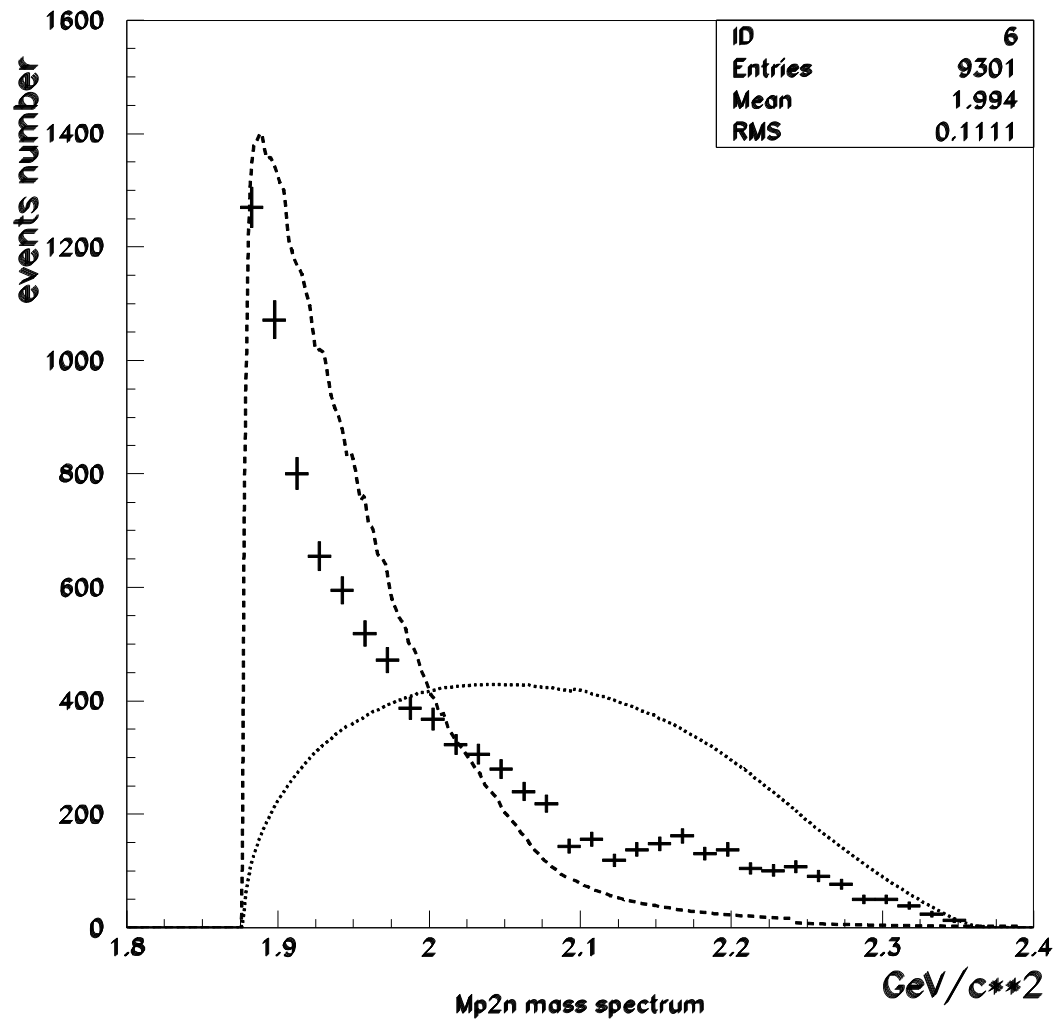


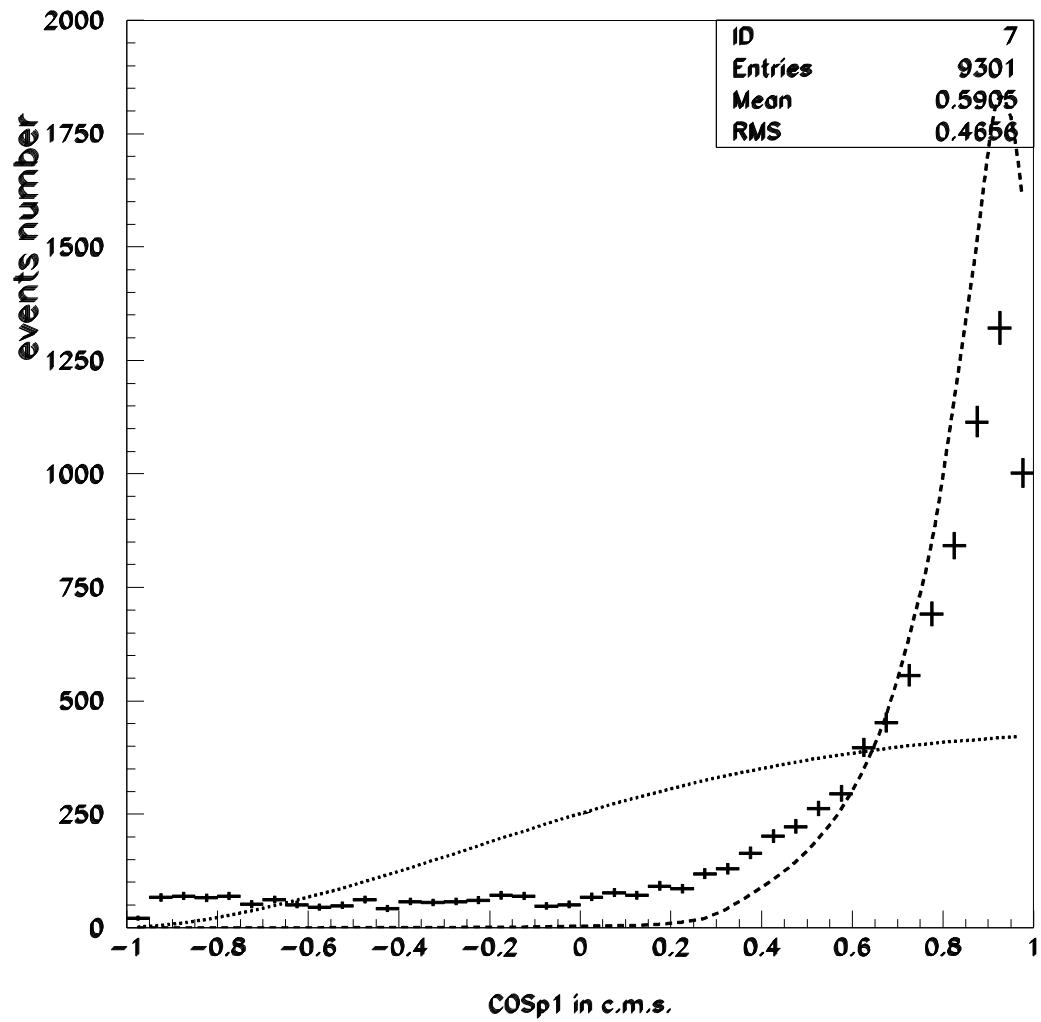


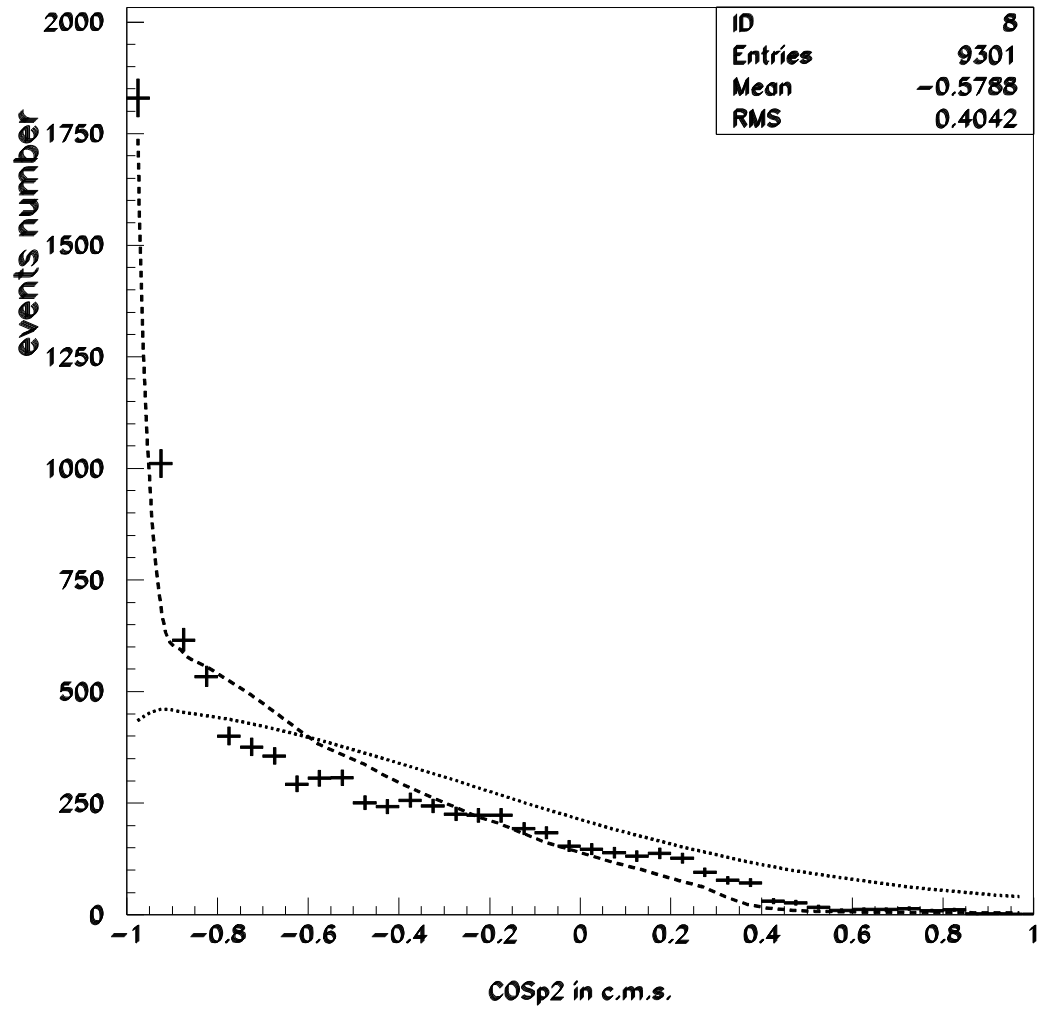


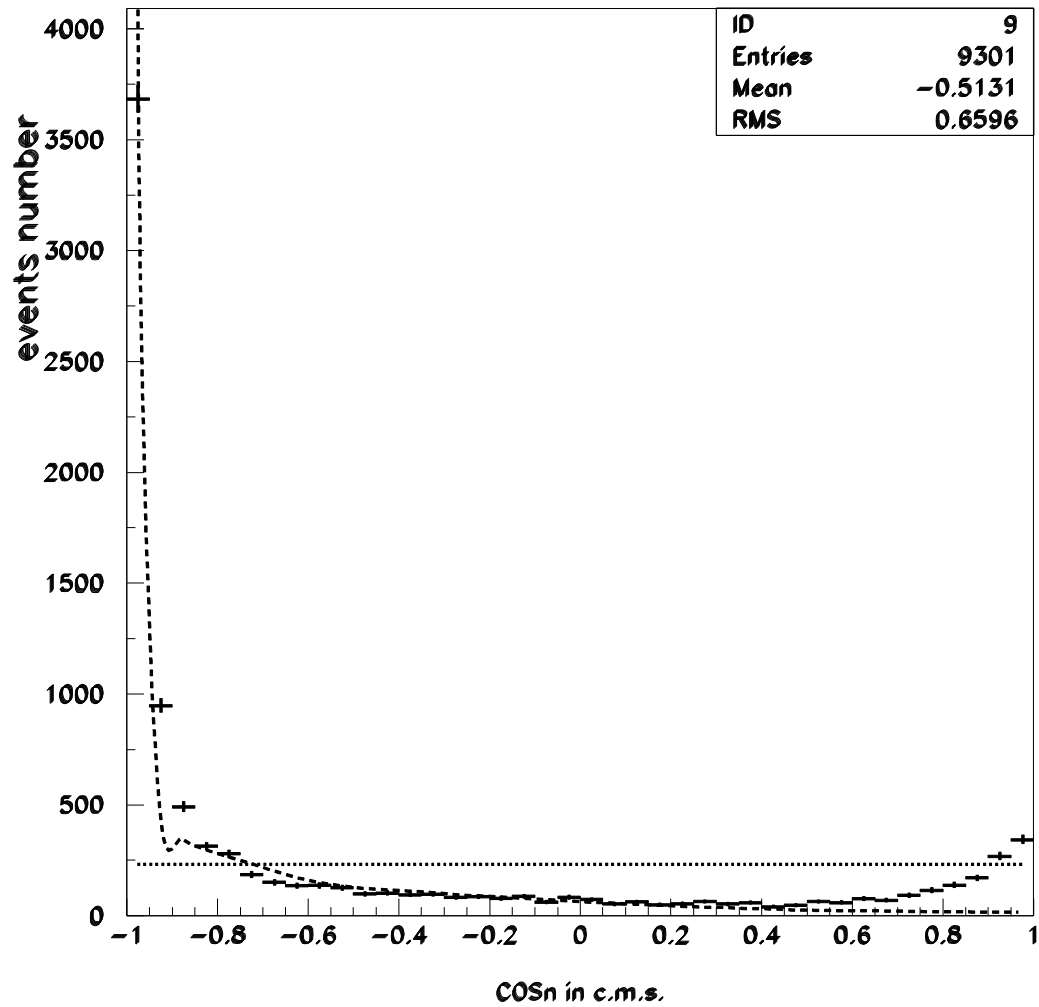


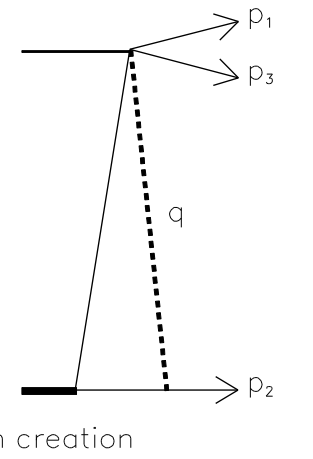
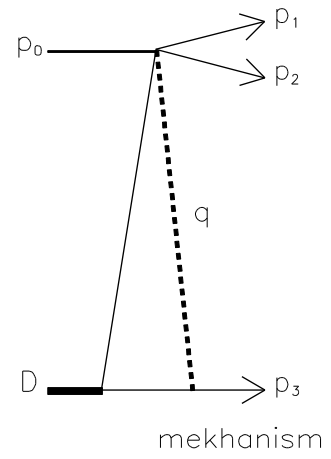
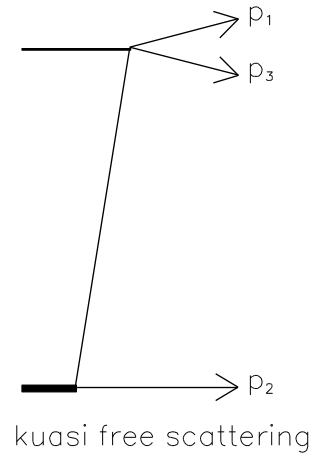
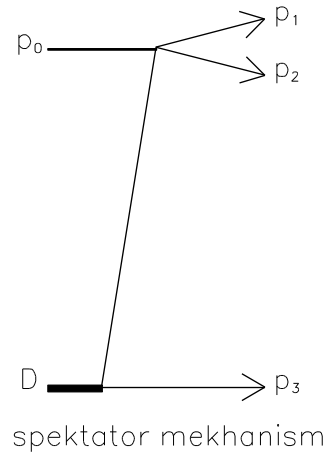












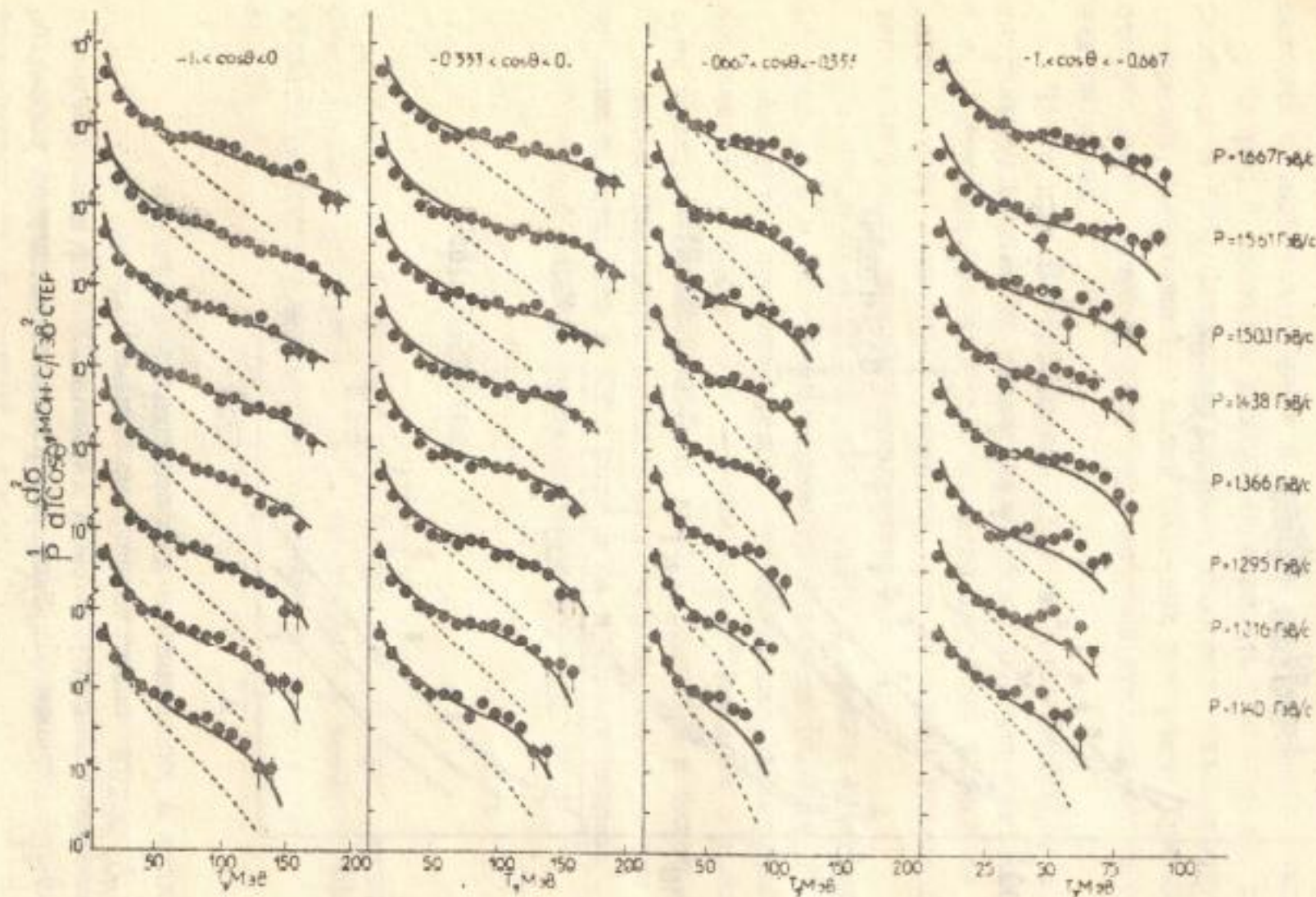


Рис. 2. Инвариантное сечение для протонов, вылетающих в заднюю полусферу, из реакции $pd \rightarrow ppn$ /II/. Штриховая кривая - вклад однократного рассеяния, сплошная кривая - сумма вкладов однократного рассеяния и механизма пинообразования.

Заключение

Модель Дахно-Никонова в целом описывает дифференциальные характеристики процесса развала дейтрона протонами в области энергий ниже 1000 МэВ. Как это было понятно и до этого, основной процесс приходит от импульсного приближения, двукратное рассеяние и взаимодействие в конечном состоянии модифицируют спектры, но не меняют общий ход поведения.

Возможно, в процесс развала следовало бы включить рождение пионов в промежуточном состоянии (как показывают расчеты “кумулятивных” протонов), рождение и поглощение Δ -изобар в диаграммах двукратного рассеяния.