

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4876



С 3438

К-63

В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ НАЗАД
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

1969

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 4876

В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ
БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ НАЗАД
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

8214 / 1 нр

Институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. В в е д е н и е

Изучение упругого рассеяния высокоэнергетических протонов легкими ядрами с передачей ядру большого импульса имеет принципиальное значение для понимания структуры ядра, так как такое рассеяние должно существенно зависеть от внутриядерной корреляции нуклонов и высокоимпульсной компоненты ядерной волновой функции. Исследование строения ядра в этом аспекте затруднено в настоящее время отсутствием детального теоретического подхода и бедностью экспериментальной информации. Однако главные качественные стороны явления передачи большого импульса ($\approx 10 \text{ фм}^{-1}$) такой слабосвязанной системе, какой является атомное ядро, получающее при этом кинетическую энергию в сотни Мэв, могут быть определены исходя из соображений, имеющих в основном характер общих квантово-механических принципов. Эта возможность была указана в работах Д.И. Блохинцева /1,2/ и основана на представлении о передаче ядру большого импульса при упругом взаимодействии налетающего протона с ядром, находящимся в состоянии флюктуационного сжатия.

Первые эксперименты по изучению упругого рассеяния назад быстрых протонов на простейшей ядерной системе - дейтроне были выполнены в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1957 г. /3,4/. Изучение упругого рассеяния протонов назад при энергии 665 Мэв на более сложных ядрах (^3He и ^4He) было проведено только в последнее время /5,6/. Результаты всех этих экспериментов не противоречат оценкам, основанным на

флюктуационном механизме передачи большого импульса легким ядрам^{1,2/}. Так как для выяснения области применимости указанного подхода необходимо увеличение круга экспериментальных фактов, сравнимых с теоретическими предсказаниями, представлялось весьма желательным измерение сечения упругого рассеяния быстрых протонов назад на ядрах более тяжелых, чем гелий-4. Попытка измерить сечение упругого рассеяния назад протонов с той же энергией, что и в ^{3-6/} ядром углерода, предпринятая в работе ^{7/}, привела к установлению верхней границы сечения на уровне $3 \cdot 10^{-33}$ см²/стерад. Однако данные, полученные в ^{5,6/}, показывают, что сечение рассеяния на углероде следует ожидать значительно меньшим.

В настоящей работе описывается эксперимент, поставленный с целью регистрации упругого рассеяния назад протонов с энергией 665 Мэв ядром ⁶Li без его развала, и проведено сравнение всей совокупности имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по рассеянию назад быстрых протонов на легких ядрах с оценками вероятности таких соударений на основе флюктуационного механизма с использованием наиболее обоснованных волновых функций ядер ³He, ⁴He и ⁶Li.

2. Эксперимент

Общая схема эксперимента приведена на рис. 1. Условия измерения и блок-схема электроники были примерно такими же, как и в наших предыдущих экспериментах по изучению упругого рассеяния протонов назад на ядрах ³He и ⁴He ^{5,6/}. Идентификация ядер ⁶Li, рассеянных на угол $5,4^\circ$ в лабораторной системе, осуществлялась системой из четырех сцинтилляционных счетчиков (C₁, C₄), отбравших ⁶Li из потока заряженных частиц со средним значением эффективного импульса (p/z) = 625 Мэв/c по времени пролета на базах между счетчиками (C₁, C₂) и (C₂, C₃), потерям энергии в счетчиках C₁, C₂, C₃ и пробегу, определяемому тормозящим полиэтиленовым фильтром между счетчиком C₃ и счетчиком C₄, включенным на антисовпадения. Блок-схема используемой электроники показана на рис. 2. Размеры сцинтилляторов, установленных в

счетчиках, были следующие: $C_1 - 15 \times 15 \times 0,2 \text{ см}^3$, $C_2 - 12 \times 12 \times 0,2 \text{ см}^3$, $C_3 - 12 \times 14 \times 0,8 \text{ см}^3$, $C_4 - 15 \times 15 \times 1 \text{ см}^3$. Так как величина измеряемого сечения ожидалась примерно на три, четыре порядка меньше, чем в случае рассеяния назад на ${}^4\text{He}$, то для более надежной регистрации случаев исследуемой реакции в настоящей работе были использованы следующие дополнительные факторы отбора ядер ${}^6\text{Li}$. Во-первых, вследствие более заметного подтормаживания ${}^6\text{Li}$ до входа на базу C_2C_3 по сравнению с d и ${}^4\text{He}$ осуществлялся отбор этих частиц по времени пролета на второй базе между счетчиками C_2 и C_3 , что в несколько раз снижало эффективность регистрации ядер d и ${}^4\text{He}$, имевших одинаковое с ${}^6\text{Li}$ время пролета на базе C_1C_2 . Во-вторых, в настоящей работе измерялись коррелированные во времени амплитудные спектры импульсов со счетчиков C_1 , C_2 и C_3 , т.е. одновременно фиксировались тройки амплитуд импульсов, принадлежащих одной частице. Этот дополнительный фактор позволял отбирать случаи регистрации тяжелых заряженных частиц, амплитуда импульсов которых сразу во всех трех счетчиках была заключена в заданном интервале энергетических потерь, и тем самым избежать регистрации актов неупругого взаимодействия d и ${}^4\text{He}$ в веществе сцинтилляторов, дающих большую амплитуду вспышки в одном или двух счетчиках. В-третьих, для исключения возможности наложения амплитуд импульсов от d и ${}^4\text{He}$, имитирующих по величине амплитуду импульса от ${}^6\text{Li}$ в условиях существующей микроструктуры выведенного пучка протонов, в настоящей работе производилось фотографирование треков заряженных частиц в изотропной разрядной камере /8,9/, установленной между счетчиками C_1 и C_2 и запускаемой мастерными сигналами, удовлетворяющими всей логике отбора событий с ${}^6\text{Li}$.

В течение нескольких сеансов работы на ускорителе за полное время набора статистики (25 часов) был измерен участок 3-мерного амплитудного спектра, соответствующий случаям одновременной регистрации больших амплитуд во всех трех счетчиках. Построенное по этим случаям распределение событий по величине

$$A = \sum_{i=1}^3 \frac{A_i}{A_i^4 \text{He}}$$

где A_1 — амплитуда в счетчике C_1 , а $\bar{A}_1^{4\text{He}}$ — среднее значение амплитуд, обусловленных регистрацией ^4He в этом счетчике, показана на рис. 3. Основная часть событий попадает в область значений A_Σ , близких к линии ^4He . Фотографии с изотропной разрядной камеры (рис. 4), относящиеся ко всем этим случаям, обнаруживают в 80% кадров наличие только одного трека. Это показывает, что зарегистрированные случаи вызваны прохождением сильноионизирующих частиц, а не наложением импульсов. Ввиду того, что получено только два случая (при $A_\Sigma > 5$), которые с большой вероятностью могут быть вызваны регистрацией ^6Li , мы можем оценить, основываясь на этих случаях, только верхнюю границу сечения упругого рассеяния протонов назад на ^6Li . Абсолютная калибровка сечения осуществлялась по выходу дейтронов от реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+ / 9$, происходящей на ядрах водорода в той же самой мишени (в эксперименте использовалась мишень LiH).

После внесения поправок на эффективность регистрации ядер ^6Li , обусловленных размазанностью спектра ^6Li из-за подтормаживания в мишени (0,6), многократным кулоновским рассеянием в счетчиках C_1 и C_2 (0,64), распределением по времени пролета на второй базе (0,84) и отбором по критерию $A_\Sigma > 5$ (0,73), верхняя граница дифференциального сечения упругого рассеяния назад при энергии протонов 665 Мэв составила

в лабораторной системе

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\Theta_{\text{Л.С.}} = 5,4^\circ) \leq (4,5 \begin{smallmatrix} +4,4 \\ -2,5 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стерад},$$

в с.ц.м.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\Theta_{\text{с.ц.м.}} = 169^\circ) \leq (1,1 \begin{smallmatrix} +1,1 \\ -0,6 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стерад}.$$

Приведенные ошибки включают в себя статистическую ошибку ($\approx 70\%$) и возможные систематические ошибки, возникающие при определении эффективности регистрации ядер ^6Li . Соответствующая верхняя граница сечения на 90%-ном уровне достоверности составляет $2,5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2/\text{стерад}$ в с.ц.м.

3. Сравнение экспериментальных данных с

оценками, основанными на флюктуационной модели

Полученная величина верхней границы сечения упругого $p^6 \text{Li}$ рассеяния назад вместе с нашими измерениями $p^3 \text{He}$, $p^4 \text{He}$ /5,6/ и другими известными данными по рассеянию быстрых протонов назад на легких ядрах /19-25/ приведена на рис. 5. В некоторых случаях произведена экстраполяция дифференциальных сечений от углов, близких к 180° , к углу 180° в с.ц.м.

Оценки дифференциального сечения упругого рассеяния быстрых протонов назад в с.ц.м. на основе флюктуационного механизма передачи большого импульса легким ядрам /1,2/ были рассчитаны нами по формуле (5) из работы /2/

$$\frac{d\sigma_{pA}}{d\Omega} (P_A^*, 180^\circ) = \gamma(A) \frac{d\sigma_{pN}}{d\Omega} \left(\frac{P_A^*}{A}, 180^\circ \right), W_A(R_A), \quad (1)$$

где $\frac{d\sigma_{pN}}{d\Omega} \left(\frac{P_A^*}{A}, 180^\circ \right)$ - дифференциальное сечение упругого pp - или pn - рассеяния в системе координат Σ , в которой импульсы сталкивающихся нуклонов равны P_A^* и P_A^*/A , $A < \gamma(A) < A^2$, а $W_A(R_A)$ - вероятность найти нуклоны ядра в области радиуса R_A порядка h/q_A , где q_A - переданный ядру импульс в с.ц.м.

$$W_A(R_A) = \int |\Psi_A(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{A-1})|^2 d\xi_1 \cdot d\xi_2 \dots d\xi_{A-1}, \quad (2)$$

где Ψ_A - волновая функция ядра A , а интегрирование ведется по независимым $(A-1)$ векторным переменным ξ_i внутри сферического объема радиуса R_A .

В настоящей работе при расчете $W_A(R_A)$ по формуле (2) для ядер ^3He и ^4He использовались волновые функции, вычисленные и табулированные в работах А.М. Бадалян и Ю.А. Симонова /11,12,13/.

В соответствии с развитым ими методом расчета волновая функция для ядер с произвольным числом нуклонов в первом приближении (с точностью лучше чем 10%) может быть представлена в виде

$$\Psi_A = \rho^{-\frac{3A-4}{2}} \chi(\rho) \overline{U(\Omega)}, \quad (3)$$

где ρ - коллективная координата, определяемая соотношением

$$\rho^2 = \sum_{i=1}^A \rho_i^2 = \sum_{i=1}^{A-1} \xi_i^2.$$

В этом выражении ρ_i - расстояние от центра тяжести ядра до i нуклона, а ξ_i - координаты Якоби. $\overline{U(\Omega)}$ - функция, зависящая от угловых, спиновых и изоспиновых переменных всех нуклонов ядра, а функция $\chi(\rho)$ является решением уравнения

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{n(n+1)}{\rho^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - W(\rho)) \right\} \chi(\rho) = 0, \quad (4)$$

где $n = \frac{3A-6}{2}$ для нулевой гармоника, E - полная энергия связи ядра, а $W(\rho)$ - суммарное взаимодействие между нуклонами ядра, получаемое путем усреднения всех парных потенциалов по функциям $\overline{U(\Omega)}$. Для взаимодействия между нуклонами в виде прямоугольной потенциальной ямы с параметрами, приведенными в /14/, в /11,12/ получено наилучшее согласие между экспериментальными и теоретически рассчитанными значениями для полной энергии связи, кулоновской энергии и электромагнитного формфактора ядер ^3H , ^3He и ^4He . Такая же форма потенциала для триплетного состояния двух нуклонов была использована нами для вычисления волновой функции дейтрона. В этом случае

$$\Psi_2 = \begin{cases} A \sin k\rho/\rho, & 0 \leq \rho \leq 2,04 \text{ ф}, \\ B e^{-\gamma\rho/\rho}, & \rho \geq 2,04 \text{ ф}, \end{cases} \quad (5)$$

где ρ - расстояние между нейтроном и протоном. Волновая функция ядра ^6Li бралась нами из работы /15/ в виде

$$\Psi_6 = \Psi_a \cdot \Psi_d \chi(R). \quad (6)$$

Здесь Ψ_a - волновая функция α -частицы, Ψ_d - волновая функция дейтрона, $\chi(R)$ - волновая функция относительного движения α и d . Такое представление волновой функции ядра ${}^6\text{Li}$ в виде простейшей кластерной α - d модели справедливо при отсутствии нуклонного обмена между ассоциациями, роль которого, как это показано в работах /16,17/, является малой.

В диапазоне энергий налетающего протона 100-1000 Мэв переданный ядру импульс в с.ц.м. при рассеянии на 180° с точностью, лучшей чем 10%, определяется выражением

$$q_A = \frac{2A}{A+1} \sqrt{2T_p m_N}, \quad (7)$$

где T_p - энергия налетающего протона в л.с., m_N - масса нуклона, A - атомный вес ядра. Значение q_A в этом диапазоне энергий изменяется приблизительно от 3 f^{-1} до 12 f^{-1} для всех легких ядер вплоть до ${}^6\text{Li}$. В этом случае для определения $W_A(R_A)$ согласно (2) необходимо знать поведение волновой функции только в области от 0 до $0,3 \text{ f}$. Вблизи нуля волновые функции дейтрона, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ для случая взаимодействия между нуклонами в виде прямоугольной потенциальной ямы можно представить как

$$\Psi_A \approx \Psi(0) \{ 1 - b(A) \rho^2 + \dots \}. \quad (8)$$

Такое же разложение имеет место и для волновой функции $\chi(R)$ из работы /15/

$$\chi(R) \approx \chi(0) \{ 1 - b \rho^2 + \dots \}. \quad (9)$$

Для значений ρ от 0 до $0,5 \text{ f}$ вторым членом в (8) и (9) можно пренебречь, и тогда для $A = 2,3,4$

$$W_A(R_A) = |\Psi_A(0)|^2 \Omega_A \int_0^{\rho_{\max}} \rho^{3A-4} d\rho = \omega_A R_A^{3A-3} \quad (10)$$

Здесь ω_A - постоянная, зависящая только от типа ядра, Ω_A - интеграл от угловых переменных, равный 4π в случае дейтрона, π^3 в случае ${}^3\text{He}$ и $\frac{\pi^4 32}{105}$ в случае ${}^4\text{He}$. $\rho_{\max} = 2R_A$ для дейтрона и $\rho_{\max} = \sqrt{A}R_A$ для ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, ρ_A - радиус сферы флюктуационного сжатия. Для ядра ${}^6\text{Li}$

$$W_6(R_6) \approx W_d(R_d) W_\alpha(R_\alpha) |\chi(0)|^2 \int_0^{2R_A} R^2 dR \quad (11)$$

При этом $\chi(R)$ нормировано следующим образом:

$$\int_0^\infty |\chi(R)|^2 R^2 dR = 1.$$

Предполагая, что $R_A = k h / q_A$, где k - постоянная, не зависящая от типа ядра, и учитывая (7), получим после подстановки в (10) для всех легких ядер $A = 2, 3, 4, 6$

$$W_A(T_p) = \Theta_A k^{3A-3} T_p^{-\frac{3A-3}{2}} \quad (12)$$

где Θ_A - новая постоянная, зависящая от типа ядра.

Значения некоторых параметров, необходимых для вычисления $W_A(R_A)$, а также значения самих величин $W_A(R_A)$ при энергии протонов 665 Мэв приведены в таблице.

В формуле (1) дифференциальное сечение нуклон-нуклонного рассеяния на 180° в системе координат Σ связано с дифференциальным сечением с.п.м. двух сталкивающихся нуклонов соотношением

$$\frac{d\sigma_{pN}}{d\Omega} \left(\frac{P_A^*}{A}, 180^\circ \right) = \left(\frac{P_A^*}{P_N^*} \right)^2 \frac{d\sigma_{pN}}{d\Omega} (P_N^*, 180^\circ),$$

где с точностью около 10% $\left(\frac{P_A^*}{P_N^*} \right)^2 \approx \left(\frac{2A}{A+1} \right)^2$ в диапазоне энергий налетающего протона от 100 до 1000 Мэв.

В качестве сечения $\frac{d\sigma_{pN}}{d\Omega}(P_N^*, 180^\circ)$ в диапазоне 100-1000 Мэв
 бралось усредненное по данным работы /17/ дифференциальное сечение
 упругого рассеяния на 180° , равное

$$\frac{d\sigma_{pN}}{d\Omega}(P_N^*, 180^\circ) = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}(0^\circ) + \frac{d\sigma_{pn}}{d\Omega}(180^\circ) \right) = 8 \cdot 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}} \quad (13)$$

Остающийся в формуле (12) свободный параметр k находился из извест-
 ных значений дифференциального сечения рассеяния /3,4,5,6/ протонов на-
 зад на ядрах d , ^3He и ^4He при энергии 665 Мэв. При этом предпо-
 лагалось, что $\gamma(A)$ равно среднему геометрическому из A и A^2 , $\gamma(A) =$
 $= A^{3/2}$. Усредненное по этим данным значение $k = 1,61$.

Вычисленные по формуле (1) значения $\frac{d\sigma_{pA}}{d\Omega}(P_A^*, 180^\circ)$ приведены
 на рис. 5 в зависимости от энергии налетающего протона T_p . Верхняя
 прямая для каждого ядра соответствует $\gamma = A^2$, нижняя - $\gamma = A$. Чрез-
 вычайно сильная зависимость дифференциального сечения от энергии на-
 летающих протонов определяется множителем $W_A(T_p) \approx T_p^{-\frac{3A-3}{2}}$ в фор-
 муле (12), так как все остальные сомножители в выражении (1) в диапа-
 зоне энергий 100-1000 Мэв можно считать постоянными. Таким образом,
 в том случае, если волновая функция ядра на расстояниях $\rho \approx 0,1f$ вблизи
 нуля изменяется медленно и может быть заменена константой, сечение
 упругого рассеяния назад быстрых протонов таким ядром определяется
 величиной объема $3(A-1)$ -мерного шара с радиусом

$$\rho \approx \sqrt{A} \frac{h}{q}$$

4. Заключение

1. Экспериментально установленная верхняя граница сечения упру-
 гого рассеяния протонов назад ядром ^6Li вместе с данными по рассея-
 нию на ^3He и ^4He подтверждает сильную зависимость дифференциально-
 го сечения рассеяния назад от энергии налетающего протона и массово-
 го числа ядра-мишени.

2. Сопоставление имеющихся экспериментальных данных с приведенными теоретическими оценками показывает, что флюктуационный механизм передачи большого импульса легким ядрам, предложенный Д.И.Блохинцевым, правильно описывает величину и энергетическую зависимость дифференциального сечения в диапазоне энергий налетающих протонов 100–1000 Мэв для всех стабильных легких ядер от дейтрона до ${}^6\text{Li}$.

3. Для более детальной проверки флюктуационной модели и исследования ядер в состояниях с малым относительным расстоянием между нуклонами несомненный интерес представляет измерение энергетической и угловой зависимости сечения упругого рассеяния протонов в области большой передачи импульса ядрам с массовым числом $A = 2-6$. Такие данные необходимы и для изучения кластерной структуры более тяжелых ядер.

В заключение авторы выражают благодарность В.П. Джелепову за внимание и содействие в проведении работы и Д.И. Блохинцеву за обсуждение полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Д.И. Блохинцев. *ЖЭТФ*, 33, 1295 (1957).
2. Д.И. Блохинцев, К.А. Токтаров. Препринт ОИЯИ, Р4-4018, Дубна, 1968.
3. Г.А. Лексин. *ЖЭТФ*, 32, 445 (1957).
4. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мешеряков, Б.С. Негапов, А.Ф. Шабудин. *ЖЭТФ*, 33, 1185 (1957).
5. В.И. Комаров, О.В. Савченко. Препринт ОИЯИ, Р1-3720, Дубна, 1968.
6. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко. Препринт ОИЯИ, Р1-4373, Дубна, 1969.
7. Г.А. Лексин, Ю.П. Кумекин. *ЖЭТФ*, 33, 1147 (1957).
8. М.М. Бутслов, В.И. Комаров, О.В. Савченко. *ЖЭТФ*, 46, 2245 (1964); *ПТЭ*, №3, 75 (1965).
9. В.И. Комаров, О.В. Савченко. Препринт ОИЯИ, Р-1764, Дубна, 1964. *Nucl. Instr. and Meth.*, 34, 289 (1965); *Nucl. Instr. and Meth.*, 50, 105 (1967).

10. М.Г. Мещеряков, Б.С. Негапов. ДАН, 100, 677 (1955).
11. А.М. Бадалян, Е.С. Гальперин, В.Н. Ляховский. ЯФ, 8, 313 (1968).
12. А.М. Бадалян, Е.С. Гальперин, В.Н. Ляховский, В.В. Пустовалов, Ю.А. Симонов, Е.Л. Сурков. ЯФ, 6, 473 (1967).
13. Ю.А. Симонов. ЯФ, 7, 1210 (1968).
14. Строение атомного ядра, стр. 52, 64, 76. Изд. ИЛ., Москва, 1959.
15. S. Saito, J. Hiura and H. Tanaka. Prog. Theor. Phys., 39, 635 (1968).
16. A. Hasegawa, S. Nagata. Prog. Theor. Phys., 38, 1188 (1967).
17. Ю.А. Кудеяров, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ, Р4-4016, Дубна, 1968.
18. Р. Вильсон. Нуклон-нуклонные взаимодействия. Изд. "Мир", М., 1965.
19. S.N. Bunker, J.M. Cameron, R.F. Carlson, J.R. Richardson, P. Thomas, W.T.H. van Oers and J.W. Verba. Nucl. Phys., A113, 461 (1968).
20. G.W. Bennett, J.L. Friedes, H. Palevsky, R.J. Sutter, G.J. Igo, W.D. Simpson, G.C. Phillips, L.L. Sterns, D.M. Corbey. Phys. Rev. Lett., 19, 387 (1967).
21. C.C. Kim, S.M. Bunch, D.W. Devins, H.H. Foster. Nucl. Phys., 58, 32 (1964).
22. S. Hayakawa, N. Horikawa, R. Kajikawa, K. Kikuchi, H. Kobayakawa, K. Matsuda, S. Nagata, Y. Sumi. J. of the Phys. Soc. of Japan, 19, 2004 (1964).
23. W. Selowe, J.M. Teem. Phys. Rev., 112, 1658 (1958).
24. A. Cormack, J. Palmieri, N. Ramsey, R. Wilson. Phys. Rev., 115, 599 (1959).
25. S.K. Mark, P.M. Portner, R.B. Moore. Can. J. Phys., 44, 2961 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

25 декабря 1969 года.

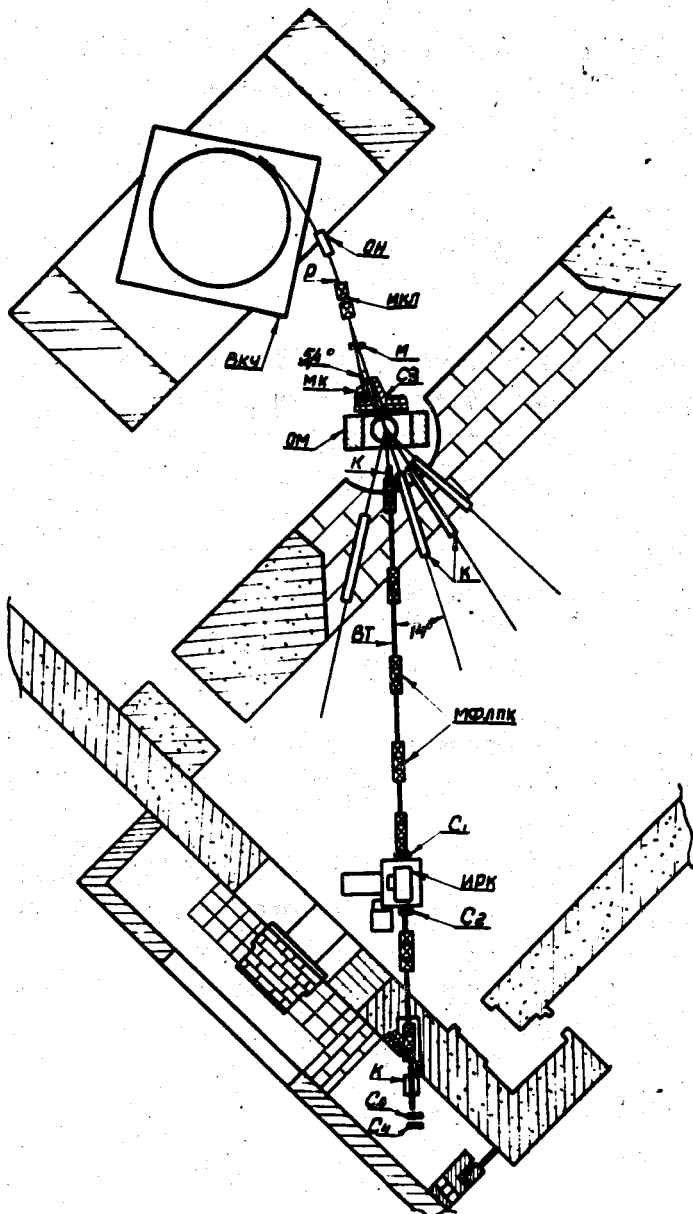


Рис.1. Общая схема эксперимента и размещения установок. ВКУ - вакуумная камера синхроциклотрона; ОН - отклоняющие насадки; Р - протонный пучок; МКЛ - магнитная квадрупольная линза; М - мишень; МК - мониторная камера; СЗ - свинцовая защита; ВТ - вакуумный тракт; С₁-С₄ - сцинтилляционные счетчики; ИРК - изотропная разрядная камера; К - коллиматоры; МФЛПК - магнитные квадрупольные линзы фокусирующего канала.

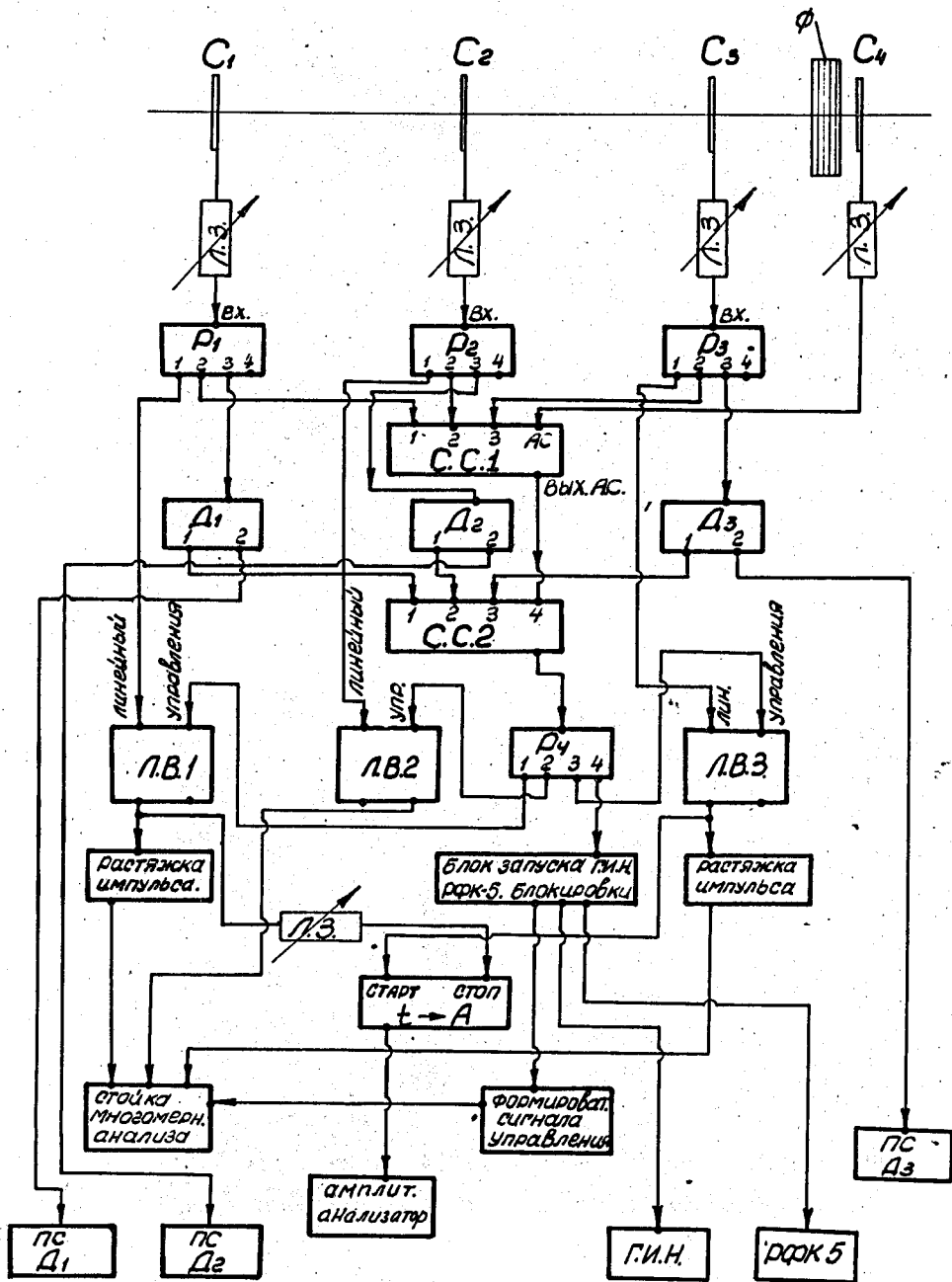


Рис.2. Блок-схема электроники. ЛВ - линейные вентили, СС - схема совпадений, Р - разветвитель, ГИН - генератор импульсных напряжений изотропной разрядной камеры, РФК - регистрирующая фотокамера и система импульсного питания усилителя яркости изображения. $t \rightarrow A$ - время-амплитудный конвертор, использованный при настройке и контрольных измерениях.

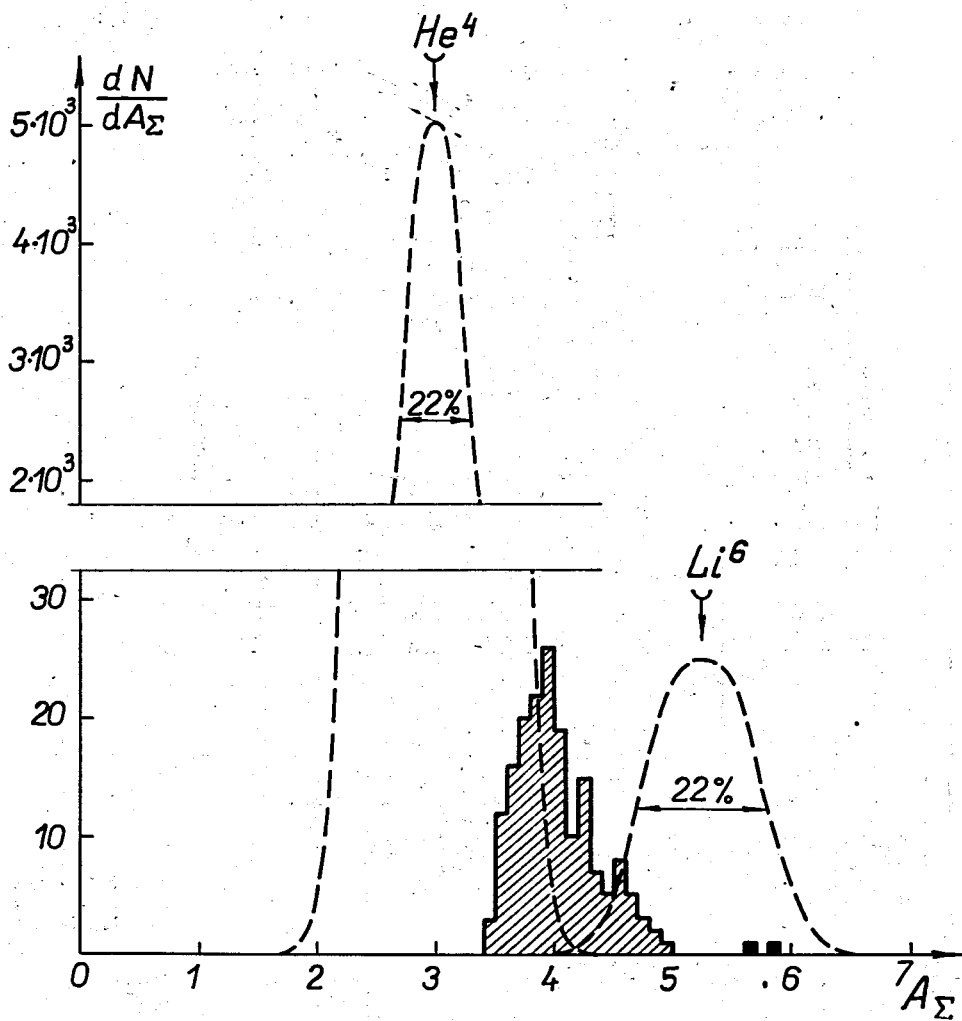


Рис.3. Распределение зарегистрированных событий по величине A_Σ .

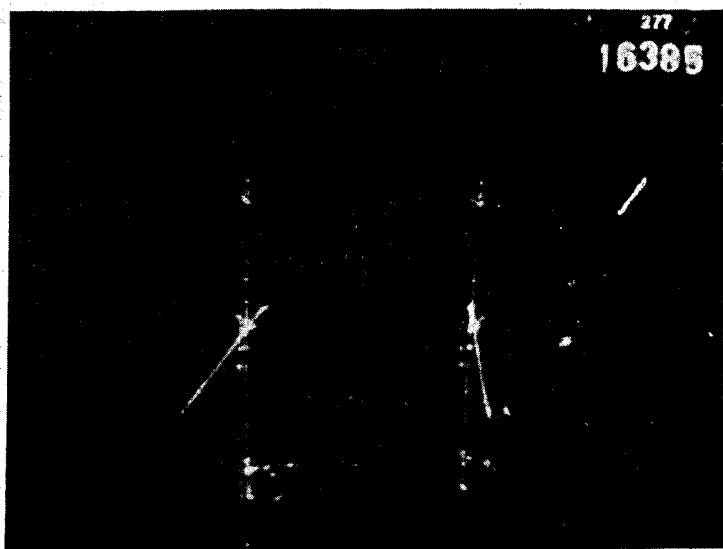
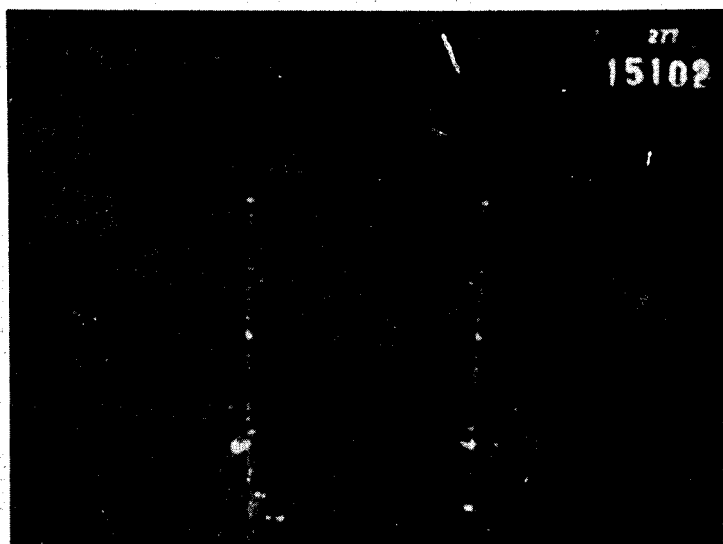
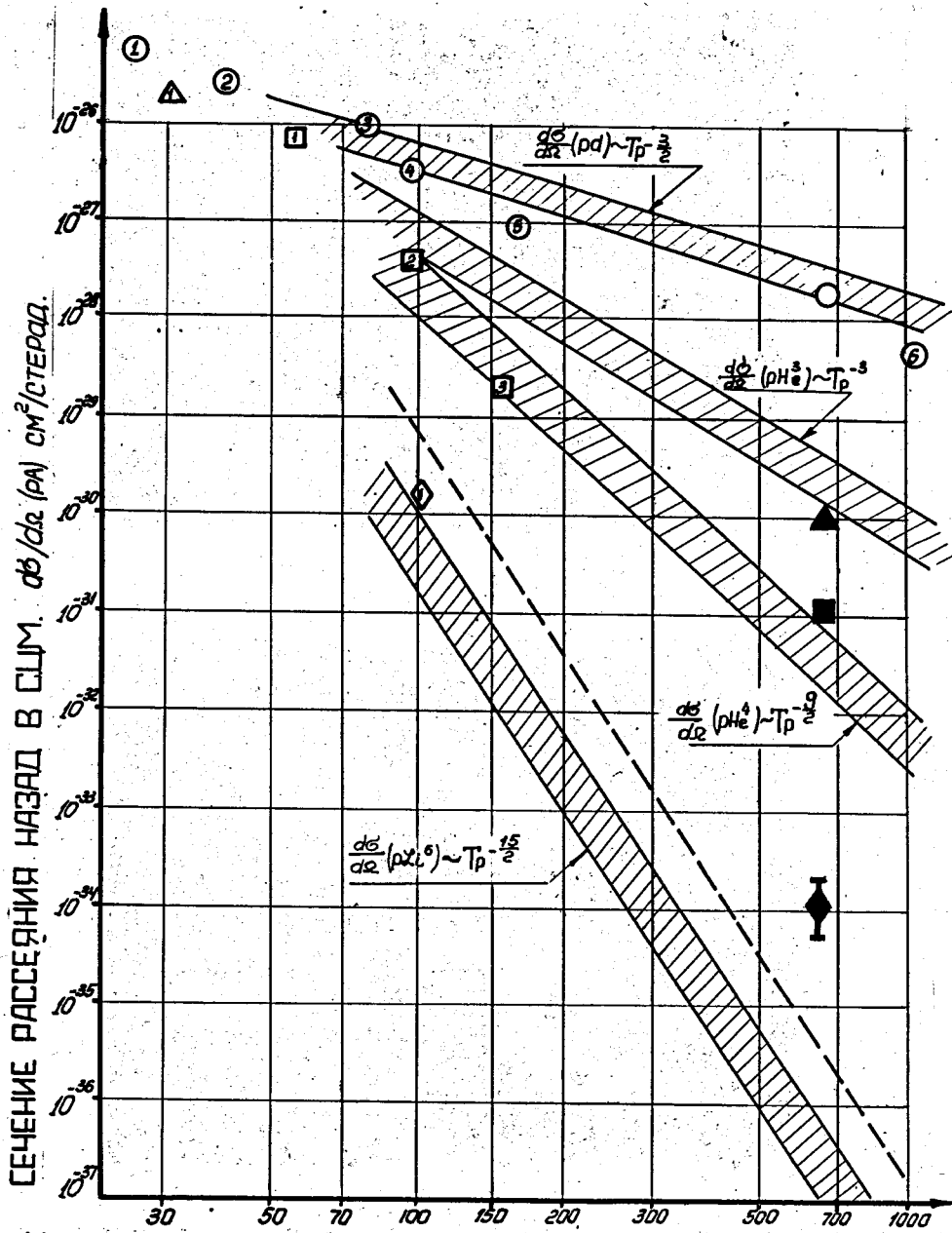


Рис.4. Типичные фотографии треков с изотропной разрядной камеры



КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ НАЛетаЮЩЕГО ПРОТОНА в л.с. T_p МэВ

Рис.5. Упругое рассеяние быстрых протонов назад на ядрах d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$.

\circ - p -рассеяние: ①..⑤ - работа /19/, $T_p = 25,7; 39,9; 73,4; 95$ и 155 Мэв. ⑥ - работа /20/, $T_p = 1$ Гэв, \circ - работы $T_p = 675$ Мэв.

Δ -р ${}^3\text{He}$ -рассеяние: \blacktriangle - работа /21/, $T_p = 31$ Мэв, \blacktriangle - работа /6/, $T_p = 665$ Мэв.

\square -р ${}^3\text{He}$ рассеяние: \square 1 - работа /22/, $T_p = 55$ Мэв; \square 2 - работа /23/, $T_p = 95$ Мэв; 3 - работа /24/, $T_p = 147$ Мэв; работа /5/, $T_p = 665$ Мэв.

\diamond -р ${}^6\text{Li}$ рассеяние: \blacklozenge - работа /25/, $T_p = 100$ Мэв, \blacklozenge - верхняя граница сечения, полученная в настоящей работе, $T_p = 665$ Мэв.

В некоторых данных /3,4,19,22,25/ произведена экстраполяция дифференциальных сечений от углов, близких к 180° , к углу 180° в с.ц.м.

Заштрихованные области на рис. 5 - расчетные оценки дифференциальных сечений упругого рассеяния быстрых протонов назад на основе флюктуационного механизма, предложенного Д.И. Блохинцевым /1,2/.

Пунктирная линия для ${}^6\text{Li}$ соответствует верхней расчетной границе сечения с $k = 1,82$, найденной только из ${}^4\text{He}$ рассеяния назад при энергии 665 Мэв.

Таблица

Значения параметров, определяющие расчетное сечение рассеяния казад и вероятность флюктуационного сжатия для различных ядер при энергии протонов 665 Мэв

Ядро отдачи	$P_{\lambda}, \frac{\text{Мэв}}{\text{Лаб. сист.}}$	$T_{\lambda}, \frac{\text{Мэв}}{\text{Лаб. сист.}}$	$Q_{\lambda}, \frac{\text{Мэв}}{\text{с}}$	Q_{λ}, f^{-1}	$R_{\lambda} = k \frac{T_{\lambda}}{Q_{\lambda}}, f$ ($k=1,5$)	$\left(\frac{P_{\lambda}^*}{P_{\lambda}}\right)^2$	$\Psi_{\lambda}(0)$	$W_{\lambda}(R_{\lambda})$	$W_{\lambda}(R_{\lambda})_{k=1,5}$
d	1630	610	1520	7,70	0,209	0,217	0,142	$0,67 \cdot R_{\lambda}^3$	$6,1 \cdot 10^{-3}$
He ³	1810	530	1740	8,84	0,182	0,230	$7,1 \cdot 10^{-2} \cdot f^{-3}$	$0,70 \cdot R_{\lambda}^6$	$2,5 \cdot 10^{-5}$
He ⁴	1935	470	1880	9,55	0,169	0,237	$3,4 \cdot 10^{-2} \cdot f^{-9}$	$1,94 \cdot R_{\lambda}^9$	$2,2 \cdot 10^{-7}$
Li ⁶	2090	375	2070	10,51	0,153	0,245	$2,85 \cdot 10^{-3} \cdot f^{-15}$	$1,2 \cdot R_{\lambda}^{15}$	$0,7 \cdot 10^{-12}$