

Комаров В.И.
Б1-1-6866.

с343в

К-63



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-6866

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1972

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория ядерных проблем

Б1-1-6866

В.И.КОМАРОВ

КВАЗИУПРУГОЕ ВЫБИВАНИЕ НУКЛЕОННЫХ ПАР ПРОТОНАМИ
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ИЗ ЛЕГКИХ ЯДЕР

С.рр. 3459

Рукопись поступила
в издательскую редакцию
... 26 декабря 1972

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

- г. Дубна, 1972 г. -

КВАЗИУПРУГОЕ ВЫБИВАНИЕ НУКЛОННЫХ ПАР ПРОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ИЗ ЛЕГКИХ ЯДЕР

В.И. Комаров

I. Одной из наиболее острых проблем структуры ядра является в настоящее время проблема короткодействующих корреляций (КДК) между ядерными нуклонами. Многие фундаментальные явления в строении ядра — такие как насыщение ядерных сил, кластерные явления в ядрах, поведение высокоимпульсных компонент ядерных волновых функций и т.д. — определяются характером взаимодействия нуклонов на малых относительных расстояниях ($\leq 0,4$ фм). Извлечение соответствующей информации из опытов по нуклон-нуклонному рассеянию является непростой задачей, так как требует детальных и полных измерений. Состояние вопроса таково, что решение некоторых вопросов нуклон-нуклонных взаимодействий иногда более целесообразно искать, изучая структуру сложных ядер^{х/}. Кроме того, нуклон-нуклонное рассеяние в принципе не дает информации о многочастичных взаимодействиях в ядре, проявление которых в структуре ядер нельзя исключить. Поэтому получение экспериментальных данных о КДК в ядрах остается важной задачей ядерной физики. К сожалению, нужную информацию в большинстве случаев приходится извлекать весьма косвенным образом.

Характерны в этом отношении работы, в которых делались попытки получить сведения о КДК из данных об упругом рассеянии электро-

^{х/} Так, сведения о потенциалах $U^{(3,3)}$ и $U^{(1,1)}$ ($U^{(2S+1, 2T+1)}$) нуклон-нуклонных взаимодействий в работе А.Бази и др. (ЯФ, 9, 1184(1969)) предлагается получить, изучая стабильность тяжелых изотопов гелия, так как соответствующие фазы рассеяния при энергиях < 50 Мэв малы, а при более высоких энергиях рассеяние уже нельзя рассматривать как потенциальное.

нов ядрами. Найдено, что дифракционная структура при больших передачах импульса может быть объяснена в терминах КДК в ядерной волновой функции (см. например, F.C.Khanna, Nucl. Phys. A 165, 475 (1971)). Однако такой подход к явлению не представляется единственным - хорошее согласие с опытом может быть получено подходящим выбором зарядового распределения в ядре (см. например, Bellicard et al., Phys. Rev. Lett. 19527 (1967) или Frosch et al., Phys. Rev. 160, 874 (1967)). Важно подчеркнуть, что рассеяние электронов ядрами определяется поведением одночастичных волновых функций ядра, и КДК лишь искажают такие функции. Очевидно, что корреляции нуклонов могут проявляться лишь как побочный эффект в явлении, которое определяется однократным рассеянием электрона ядерным нуклоном. То же самое можно сказать и о работах, из которых сведения о КДК извлекаются из опытов по изучению $(p, 2p)$ реакции.

Другим методом исследования КДК в принципе может быть дифракционное рассеяние ядрами быстрых адронов на малые углы. С развитием глауберовской теории такой подход представлялся некоторое время весьма перспективным, так как обнаружилось, что существует область передаваемых импульсов, где рассеяние адрона ядром определяется двукратным рассеянием ядерными нуклонами, либо его интерференцией с однократным. В ряде работ делались попытки получить из таких опытов сведения о КДК в ядрах (см. например, CZYZ, Lesnjak, Phys. Lett., 25B, 319 (1967)). Однако при этом выяснилось, что, хотя введение КДК в волновую функцию ядра и улучшает согласие расчетов с опытом, эффект в целом невелик. Если учесть, что уточнение амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния (в частности, учет спин-зависящих членов амплитуды), вводимых в расчеты, дает не меньшие вариации в результатах вычислений, получаемую информацию о КДК

вряд ли можно считать надежной. Есть и другое принципиальное ограничение такого подхода - информация о КДК может быть получена только при достаточно больших передаваемых импульсах ($q \gtrsim 2,5 \text{ фм}^{-1}$), а это требование выводит в область сравнительно больших углов рассеяния даже при энергиях ~ 1 Гэв, где совпадение глауберовской теории с опытом само по себе становится проблемой.

Наконец, в последние годы все возрастающее внимание привлекают прямые реакции выбивания легких фрагментов под действием адронов высокой энергии. Очевидное преимущество этого подхода по сравнению с упомянутыми выше состоит в том, что здесь КДК проявляются самым непосредственным образом - выбивание быстрых кластеров наблюдается только потому, что в ядре существуют короткодействующие корреляции нуклонов. Таким методом в различных лабораториях начато систематическое изучение выбивания из ядер протонами дейтронов, трития, ядер гелия. Экспериментально показано, что в таких реакциях удается передавать внутриядерным кластерам импульс вплоть до $\sim 10 \text{ фм}^{-1}$ при относительно малых, но вполне измеримых на существующих ускорителях, сечениях процесса.

Следующий этап в изучении таких реакций должен состоять в измерениях с полным восстановлением кинематики процесса и точностью, достаточной для идентификации состояния остаточного ядра. Первые шаги в этом направлении уже сделаны. Так в работе, выполненной в Вирджинии (США), измерены сечения процесса ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ при 590 Мэв с одновременной регистрацией импульса выбиваемого дейтона и рассеянного протона (Alder et al., IV Международная конференция по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1971). Так как этот подход к исследованиям кластерной структуры ядер хорошо известен и многократно обсуждался теоретически, можно

ожидать широкое развертывание работ в этом направлении. Принципиальным ограничением этого метода является то, что для изучения доступны не все возможные типы нуклонных корреляций, а только корреляции в группах нуклонов, способных в свободном состоянии образовывать связанные состояния. Так двухчастичные корреляции типа (pp) не могут проявиться в опытах по квазиупругому выбиванию легких фрагментов. (n,n) -корреляции могут изучаться только при зарядовообменном рассеянии, а корреляции типа $(np)_{T=1}$ - при рассеянии с опрокидыванием спина.

Между тем, прямое изучение бипротонных и бинейтронных корреляций не менее важно, чем изучение квазидейтонных корреляций. В частности, указывалась важность установления генеалогической связи для нестабильных бипротонных и бинейтронных образований (см. В.Балашов и др. *Nucl. Phys* 59,417(1964)). Квазиупругое выбивание таких скоррелированных пар принципиально ничем не отличается от реакций выбивания дейтона. С точки зрения интерпретации возникает определенная дополнительная трудность. В амплитуду процесса входит интеграл перекрытия волновой функции пары нуклонов в ядре и в конечном состоянии. В случае несвязанного состояния этих нуклонов интеграл перекрытия становится более неопределенным, чем в случае связанного выбиваемого ядра в конечном состоянии. Это осложняет расчет абсолютных сечений, но исключается при вычислении относительных вероятностей выбивания пары в зависимости от энергии возбуждения остаточного ядра и при переходе от ядра к ядру. В упомянутой работе были рассчитаны, в частности, приведенные ширины излучения бинуклонов по всем переходам на подпороговые состояния остаточных ядер для ряда легких ядер мишени. Таким образом, интерпретация ~~опытов~~ опытов по квазиупругому выбиванию несвязанных нуклонных пар может быть доста-

точно определенной уже в настоящее время. С другой стороны, детальное исследование таких реакций выбивания несвязанных нуклонов позволит в дальнейшем использовать легкие ядра как объект, содержащий бипротонные и бинейтронные "мишени". Возможность изучать процессы рассеяния нуклонов такими мишенями представляется весьма интересной для исследования малонуклонных систем.

Очевидно, что совершенная неизученность реакций квазиупругого выбивания кластерных групп с передачей им большого импульса и переходом в несвязанное состояние в первую очередь объясняется методической трудностью исследования таких реакций. Так реакция (π^+ , $2p$), весьма близкая по характеру получаемой информации, активно изучается именно потому, что здесь в конечном состоянии возникают только две быстрые частицы. Однако не вызывает сомнения, что ядерная физика придет к изучению процессов с более чем двумя быстрыми частицами в конечном состоянии, так же как физика элементарных частиц от исследования бинарных реакций и одиночного рождения пришла к активному изучению множественной генерации.

Таким образом, изучение КДК, проявляющихся в кластерной структуре ядер, в настоящее время может идти двояким образом. Очередной этап традиционного подхода состоит в более детальной постановке опытов (совпадения) и повышении точности. Развитие этого направления сопровождается все возрастающей конкуренцией лабораторий, оснащенных современными ускорителями и в первую очередь мезонными фабриками. Другой подход может состоять в изучении прямых реакций нового типа. Одной из таких реакций является квазиупругое выбивание кластеров в несвязанном состоянии.

Ниже обсуждается возможность наблюдения на действующем синхротроне ЛЯП простейшего канала такой реакции — квазиупругого выбивания протонной пары.

2. Оценка сечения рассеяния протона назад с выбиванием протонной пары

Так как в настоящее время точная теория для вычисления абсолютных сечений обсуждаемого процесса отсутствует, воспользуемся для оценки сечения следующими приближенными расчетами.

а) Флуктуационный механизм рассеяния.

Предположим, что сечение рассеяния протона назад двумя скоррелированными ядерными протонами определяется сечением рассеяния на 180° с.ц.и. одним протоном и вероятностью того, что второй протон в результате статистической флуктуации находится в момент соударения в малом элементе объема вблизи первого протона. Линейный размер R такого объема $V(q)$ зависит от величины импульса

q , передаваемого паре протонов, и может быть определен из простого соотношения $R = k \cdot \frac{\hbar}{q}$, где \hbar - постоянная Планка, а k - константа, близкая к единице^{x/}, если R выражено в фм, а q в фм⁻¹.

Известно (см. например, ЯФ, 12, вып. 6. 1229 (1970)), что такой подход позволяет, по крайней мере, по порядку величины описать абсолютную величину и энергетическую зависимость сечения упругого рассеяния протонов в интервале 0,20 - 1,0 Гэв легчайшими ядрами, в том числе и дейтоном. Аналогичным образом удастся оценить и выход квазиупруго выбиваемых дейтонов, гелия-3 и гелия-4 из легких ядер (ЯФ, 11, вып. 4, 711 (1970)). Естественно распространить такие оценки и на выбивание несвязанных нуклонных пар. Тогда сечение рассеяния назад протона (pp)-парой можно записать в виде:

^{x/} Наилучшее согласие с экспериментом получается при значении $k = 1,6$.

$$\left(\frac{db}{d\Omega}(180^\circ)\right)_{2p} = \left(\frac{db}{d\Omega}(180^\circ)\right)_N \cdot \frac{A}{2} \cdot \frac{V(q)}{V_0} \cdot \left(\frac{A}{2} - 1\right).$$

Здесь A - массовое число ядра-мишени; $V_0 = \frac{4}{3}\pi (12\sqrt[3]{A})^3$ - объем ядра; $V(q) \approx \frac{4}{3}\pi (k\hbar/q)^3$ - объем, занимаемый парой протонов в момент соударения, сопровождающегося передачей им импульса q . Полагая

$$\left(\frac{db}{d\Omega}(180^\circ)\right)_N \approx \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{db}{d\Omega}(0^\circ)\right)_{pp} + \left(\frac{db}{d\Omega}(180^\circ)\right)_{pp} \right\} \approx 8 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стер},$$

получим для ядра ^{12}C $\left(\frac{db}{d\Omega}(180^\circ)\right)_{2p} = 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стер}.$

Заметим, что вероятность рассеяния назад на $(2p)$ -паре по отношению к рассеянию на одном ядерном нуклоне на 180° с.ц.и. составляет по такой оценке величину примерно $4 \cdot 10^{-4}$ при энергии налетающих протонов $T_p = 660$ Мэв.

б) Кластерный механизм рассеяния.

Предположим, что 1) эффективное число $(2p)$ пар, способных воспринимать передаваемые импульсы в несколько fm^{-1} , близко к эффективному числу дейтонных кластеров. Такое предположение представляется естественным, так как по современным представлениям эффективное число "синглетных дейтонов" сравнимо с эффективным числом дейтонов в ядрах (см. например, В.В.Балашов, Квазиупругое выбивание кластеров, Конференция по кластерным явлениям в ядрах, Бохум, 1969). В то же время эффективное число $(2p)$ пар не может существенно отличаться от эффективного числа синглетных дейтонов, т.к. в обоих случаях короткодействующие корреляции определяются взаимодействием двух нуклонов в состоянии с изотопспином $T=1$.

2) Сечение рассеяния на скоррелированной $(2p)$ -паре при больших передаваемых импульсах приблизительно равно сечению рассеяния на дейтоне при одинаковой передаче импульса в обоих случаях.

В настоящее время о взаимодействии трех нуклонов в таких условиях известно слишком мало, чтобы точно обосновать это предположение, но трудно представить, чтобы вероятности этих процессов различались по порядку величины.

Если принять эти гипотезы, то

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(180^\circ)\right)_{2p} \approx N_{2p} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(180^\circ)\right)_{pd} \approx N_d \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pd} = \frac{A}{4} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pd}$$

Используя известные данные по рассеянию на дейтоне (см. например, препринт ОИЯИ Р1-6343, 1972), получим $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(180^\circ)\right)_{2p} \approx 6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стк}$

Таким образом, оценки, основанные на различающихся между собой подходах, дают близкие значения для величины сечения.

3. С х е м а э к с п е р и м е н т а (рис. I) состоит в регистрации на совпадениях двух быстрых протонов, выбиваемых вперед под малым углом к протонному пучку, и медленного протона, рассеиваемого в заднюю полусферу. При постановке эксперимента надо учитывать энергетическое и угловое распределения протонов в конечном состоянии. Энергия протонов распределена вблизи средних значений, близких к значениям энергии при упругом рассеянии. Из кинематики упругого pd рассеяния при энергии $T_p = 665$ Мэв следует, что импульс пары нуклонов, упруго выбиваемых точно вперед ($\theta_i = 0$; $i = 1, 2, 3$), равен $p_d = 1629$ Мэв/с. Следовательно, среднее значение импульса каждого из выбиваемых вперед протонов составляет $|\bar{p}_1| = |\bar{p}_2| = \frac{p_d}{2} = 815$ Мэв/с, ($T_1 = T_2 = 304$ Мэв). Среднее значение импульса протона, рассеиваемого назад, равно 329 Мэв/с ($T_3 = 56$ Мэв).

Отступление от двухчастичной кинематики в первую очередь определяется внутриядерным движением протонной пары и импульсным распределением протонов в паре. Для оценки размытия кинематической двухчастичной корреляции примем, что а) полуширины (Δp) импульсного распределения ($2p$)-пар и дейтоновых кластеров в ядре совпадают. Из опытов по выбиванию дейтонов из легких ядер следует, что $\Delta p_d \approx 100$ Мэв/с (см. например, В.В.Балашов и др. Nucl.Phys. 59, 417 (1964)); б) полуширина относительного импульсного распределения протонов в ($2p$) паре совпадает с соответствующей величиной для нуклонов в дейтоне. Последняя величина определялась, в частности, при изучении $d(p, 2p)n$ -реакции при $T_p = 600$ Мэв и равна $[\Delta p_p]_d \approx 52$ Мэв/с. (Е.Т.Босхитц, NASATMX-52673(1969)). Тогда среднее значение импульса, вносимого в кинематику упругого рассеяния из-за внутриядерного движения, составляет примерно $\Delta \tilde{p}_p = \sqrt{\Delta p_d^2 + [\Delta p_p]_d^2} = 120$ Мэв/с. Полуширину углового распределения протонов, выбиваемых вперед, можно охарактеризовать величиной $\tilde{\theta}_1 (= \tilde{\theta}_2) = \arctg \frac{\Delta p_p}{p_1} = \arctg \frac{120 \text{ Мэв/с}}{815 \text{ Мэв/с}} = 8,5^\circ$. Телесный угол, в котором распределены быстрые протоны, равен $\tilde{\Omega}_1 = 2\pi (1 - \cos \tilde{\theta}_1) = 0,069$ стер. Для медленного протона

$$\text{tg } \tilde{\theta}_3 = \frac{120}{329} = 0,38 ; \quad \tilde{\theta}_3 = 21^\circ$$

Таким образом, следует ожидать значительное угловое и импульсное "размазывание" кинематики упругого рассеяния для медленного протона и существенную угловую корреляцию между быстрыми протонами (полуширина относительного углового распределения быстрой пары $\theta_{12} \approx \sqrt{2} \cdot 8,5^\circ = 12^\circ$) при сравнительно небольшой дисперсии импульса $\Delta \tilde{p}_i / \bar{p}_i \approx 15\%$.

Исходя из этого, наблюдаемыми эффектами должны быть, в первую очередь: 1) взаимная угловая корреляция быстрых протонов; 2) харак-

терное импульсное распределение быстрых протонов около значения ~ 800 Мэв/с; 3) суммарный импульс двух быстрых протонов должен быть близок к 1600 Мэв/с и иметь угловую корреляцию около 180° с направлением медленного протона.

Наиболее эффективная постановка состоит в многоканальной регистрации протонов во всем угловом и импульсном интервале их распределения. При этом угол вылета должен измеряться с точностью $\sim 1^\circ$ а импульс с относительной точностью около процента. Однако для обнаружения эффекта целесообразно в качестве первого шага зарегистрировать совпадения трех протонов, попадающих в относительно небольшие интервалы импульсов и углов вблизи средних значений для упругого рассеяния, и обнаружить угловую корреляцию быстрых протонов. Ниже описывается возможная постановка опыта, не требующая больших материальных затрат.

4. П о с т а н о в к а о п ы т а

Протонный пучок синхроциклотрона выводится через коллиматор № 6 в четвертую лабораторию и фокусируется на мишень линзами протонного канала. Интенсивность пучка по соображениям загрузки аппаратуры и допустимой радиационной дозы в помещениях корпуса СЦ не должна превышать $N_p = 10^9$ прот/сек. (Сбросить интенсивность выведенного пучка можно, поместив рассеиватель перед магнитом СП-37 и отбирая дифракционно рассеянные протоны). Максимальная толщина мишени определяется необходимым энергетическим разрешением при регистрации медленных протонов. Толщина мишени $\sim 0,15$ г/см² допустима, т.к. разброс в подтормаживании протонов в этом случае не превышает 2 Мэв.

Протоны регистрируются тремя телескопами сцинтилляционных счетчиков. Каждый из телескопов настроен по пробегу на регистрацию протонов нужной энергии и вырезает телесный угол около 10^{-2} стеррад:

$$\Delta\Omega_{1(2)} = \frac{S}{L^2} = \frac{10 \times 10 \text{ см}^2}{(100 \text{ см})^2} = 10^{-2} \text{ стер}; \quad \Delta\Omega_3 \approx \frac{10 \times 10 \text{ см}^2}{(50 \text{ см})^2} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ стер}.$$

в котором регистрируются быстрые протоны - $\Delta\theta_{1(2)} \approx 6^\circ$, и медленные - $11,5^\circ$. Выделяемый по пробегу интервал импульсов, соответственно -

$\Delta\rho_{1(2)} = 31 \text{ Мэв/с}$ ($\Delta T_{1(2)} = 20 \text{ Мэв}$) и $\Delta\rho_3 = 15 \text{ Мэв/с}$ ($\Delta T_3 = 5 \text{ Мэв}$). Оси телескопов расположены в одной плоскости с мишенью. Чтобы вывести счетчики из прямого пучка, эта плоскость наклонена по отношению к направлению протонного пучка. При указанных размерах телескопов этот угол θ_0 составляет 12° .

Ожидаемая скорость регистрации процесса может быть оценена по формуле

$$N = N_p \cdot N_c \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} (180^\circ) \right)_{2p} \cdot \Omega_3 \cdot \frac{\Delta\Omega_1}{\tilde{\Omega}_1} \cdot \frac{\Delta\Omega_2}{\tilde{\Omega}_2} \cdot \frac{\Delta\rho_1}{\tilde{\Delta\rho}_1} \cdot \frac{\Delta\rho_2}{\tilde{\Delta\rho}_2} \cdot \frac{\Delta\rho_3}{\tilde{\Delta\rho}_3},$$

где N - число событий выбивания вперед пары двух быстрых протонов на совпадениях с медленным протоном в единицу времени; N_c - число ядер мишени на см^2 ; $\Delta\Omega_i$ - телесный угол регистрации i -го протона; ($i = 1, 2$ - протоны, выбиваемые вперед; $i = 3$ - протон, рассеиваемый назад); $\tilde{\Omega}_i$ - телесный угол, в котором распределены выбиваемые протоны; $\Delta\rho_i$ - интервал импульсов, вырезаемый регистрирующей аппаратурой; $\tilde{\Delta\rho}_i$ - полуширина распределения импульса протонов. Принимая $N_c = 6,5 \cdot 10^{21} \text{ яд/см}^2$ и подставляя определенные выше значения, получим:

$$N = 10^9 \text{сек}^{-1} \cdot 6,5 \cdot 10^{21} \frac{\text{яд}}{\text{см}^2} \cdot 6 \cdot 10^{-28} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}} \cdot 4 \cdot 10^2 \text{стер} \left(\frac{10^{-2} \text{стер}}{0,9 \cdot 10^2 \text{стер}} \right)^2 \cdot \left(\frac{31 \text{ МэВ/к}}{120 \text{ МэВ/к}} \right)^2 \cdot \left(\frac{15 \text{ МэВ/к}}{120 \text{ МэВ/к}} \right)^2 =$$

$$= 0,026 \text{сек}^{-1}.$$

При такой скорости счета (без учета фона) угловая корреляция быстрых протонов может быть измерена за несколько десятков часов. Так 10% точность в 10 точках может быть получена за время

$$t \approx 10 \cdot \frac{100}{0,01 \text{сек}^{-1}} = 28 \text{ час.}$$

Оценим интенсивность фона при такой постановке опыта. Физические процессы, которые приводят бы к той же характерной комбинации величин, что и для обсуждаемого процесса, неизвестны. Наиболее близкими по интенсивности, повидимому, могут быть случайные совпадения дифракционно рассеянных протонов и медленного протона, возникающего в ядерном каскаде, либо "хвосте" испарительного спектра. Такие события, происходящие на разных ядрах мишени под действием протонов из одного импульса микроструктуры выведенного протонного пучка длительностью около 14 нсек, трудно отделить от истинных совпадений из обсуждаемой реакции.

Загрузка каждого из передних телескопов равна

$$N'_{(2)} = N_p \cdot N_c \cdot \frac{d^2 \delta}{d\Omega \cdot dT} (\theta_p = 10^\circ, T_p = 300 \text{ МэВ}) \cdot \Delta \Omega_{(2)} \cdot \Delta T_{(2)} =$$

$$= 10^9 \text{сек}^{-1} \cdot 6,5 \cdot 10^{21} \text{яд/см}^2 \cdot 0,3 \text{ мбн/стер} \cdot \text{МэВ} \cdot 10^{-2} \text{стер} \cdot 20 \text{ МэВ} =$$

$= 3,9 \cdot 10^2 \text{сек}^{-1}$. (Величина сечения взята из работы Л.С.Ажгирей и др. ЖЭТФ, 36, 1631 (1959)). Число микроимпульсов в секунду равно

$$n = 2,7 \cdot 10^5 \text{сек}^{-1} \text{ (120 макроимпульсов в сек. при длительности}$$

160 мксек и периоде повторения микроимпульсов 71 нсек., см. В.Г.Зинов и др. Р-2657, Дубна, 1966). Следовательно, вероятность реги-

страции такого протона в течение одного микроимпульса составляет

$$\omega_{1(2)} \approx \frac{3,9 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}}{2,7 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}} = 1,45 \cdot 10^{-3}.$$

Труднее определить загрузку заднего телескопа, так как в литературе отсутствуют систематические данные о двойных дифференциальных сечениях $\left(\frac{d^2b}{d\Omega \cdot dT_p}\right)$ испускания протонов легкими ядрами в задней полусфере. Если использовать значение полного сечения испускания протонов ядром углерода под действием протонов с $T_p = 660$ Мэв (из работы О.Д.Брилль и др. "Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей", Атомиздат, 1968) $\delta_H(^{12}\text{C}, 660 \text{ Мэв}) = 300$ мбн и угловое распределение испускаемых протонов, рассчитанное в работе О.Б.Абдинова и В.С.Барашенкова, РЗ-5023, Дубна, 1970, получим

$\frac{db}{d\Omega}(\theta = 170^\circ) = 2,8$ мбн/стер. Примем далее, что энергетический спектр протонов из углерода совпадает со спектром каскадных протонов, испускаемых родием, и рассчитанным в работе В.С.Барашенкова и др., РЗ-5118(1970). (Для углерода высокоэнергетичная часть спектра должна падать быстрее, чем для тяжелого ядра. Поэтому такая оценка получается завышенной.) Тогда интервал $\Delta T_p = 5$ Мэв от 45 до 50 Мэв вырезает 5% всего спектра, и $\frac{db}{d\Omega}(170^\circ, 45-50 \text{ Мэв}; 660 \text{ Мэв}, ^{12}\text{C}) = 0,14$ мбн/стер. При этом загрузка заднего телескопа составит

$$N'_3 = N_p \cdot N_c \cdot \frac{db}{d\Omega} \cdot d\Omega_3 = 10^9 \cdot 6,5 \cdot 10^{21} \cdot 0,14 \text{ мбн/стер} \cdot 4 \cdot 10^{-2} \text{ стер} = 36 \text{ сек}^{-1}$$

$$\text{и } \omega_3 \approx \frac{36 \text{ сек}^{-1}}{2,7 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}} = 1,3 \cdot 10^{-4}$$

Вероятность тройных совпадений в течение одного микроимпульса

$$\omega_{123} = \omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \omega_3 = (1,45 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 1,3 \cdot 10^{-4} = 2,7 \cdot 10^{-10}, \text{ и скорость}$$

$$\text{счета совпадений } N'_{123} = 1,7 \cdot 10^{-10} \cdot 2,7 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1} =$$

$$= 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1} \approx 10^{-4} \text{ сек}^{-1}.$$

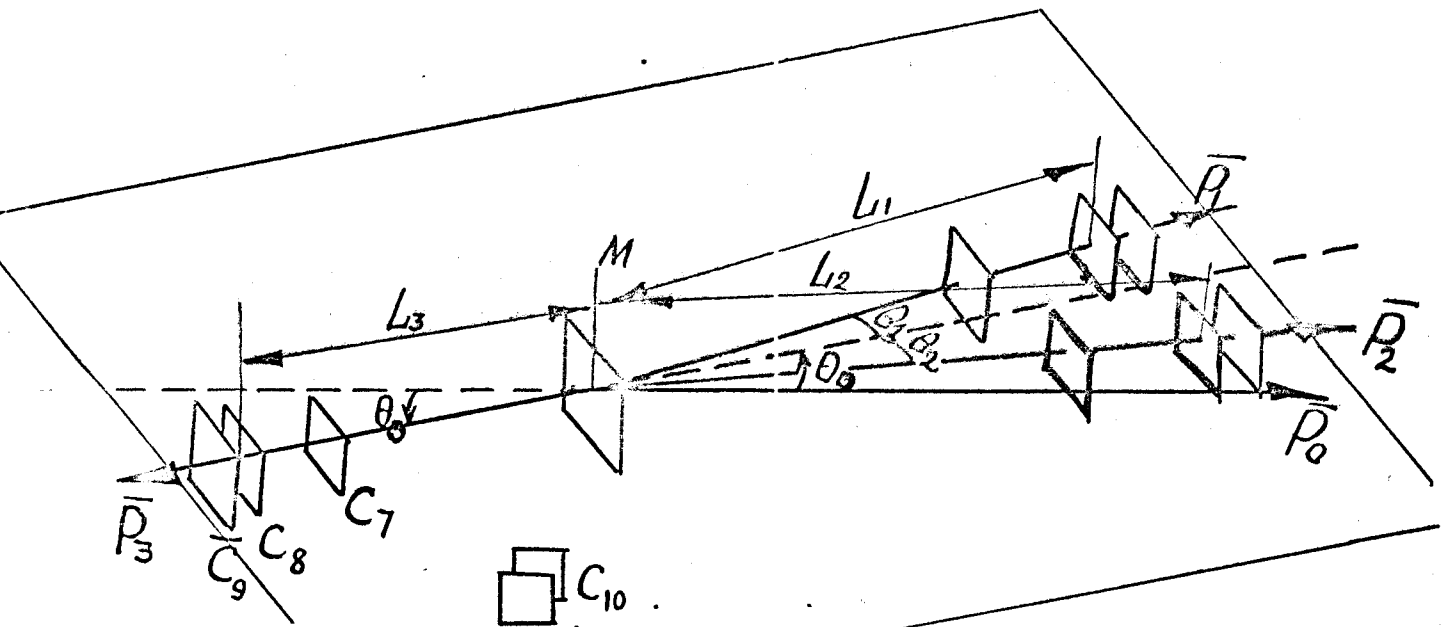
Таким образом, фон случайных совпадений в этих условиях составляет около процента от эффекта. Тем не менее, такой фон быстро ограничивает допустимое увеличение величины $N_p \cdot N_c$, так как отношение фон/эффект квадратично растет с ростом $N_p \cdot N_c$.

Заметим, что предварительно следует измерить энергетические спектры протонов, испускаемых ядрами в заднюю полусферу под действием протонов с $T_p = 660$ Мэв. Помимо того, что такие данные нужны для оптимального выбора условий измерения, они представляют и самостоятельный интерес: высокоэнергетичная часть спектра протонов, испускаемых назад, может быть чувствительной к нуклон-нуклонным корреляциям в ядре. Сравнение с каскадными расчетами, проведенными группой В.С.Барашенкова, может обнаружить эффект рассеяния на скоррелированных нуклонах.

На рис.2 приведена блок-схема быстрой электроники, позволяющая измерять одновременно эффект и фон. Возможное усовершенствование установки в случае наблюдения эффекта может состоять в увеличении числа одновременно регистрируемых интервалов импульса протонов. Для этого достаточно в телескопах, регистрирующих быстрые протоны, разделить тормозящий фильтр перед антисовпадениями на несколько частей, а в телескопе для медленных протонов ввести амплитудный анализ протонов, останавливающихся в сцинтилляторе.

26. VI. 72г.





1. Схема опыта. M - мишень; P_0 - импульс падающих протонов; \bar{P}_1, \bar{P}_2 - импульсы быстрых протонов; \bar{P} - импульс протона, рассеянного назад; $C_1 - C_9$ - сцинтилляционные счетчики, регистрирующие тройные совпадения; C_{10}, C_{11} - сцинтилляционные счетчики мониторингового телескопа.

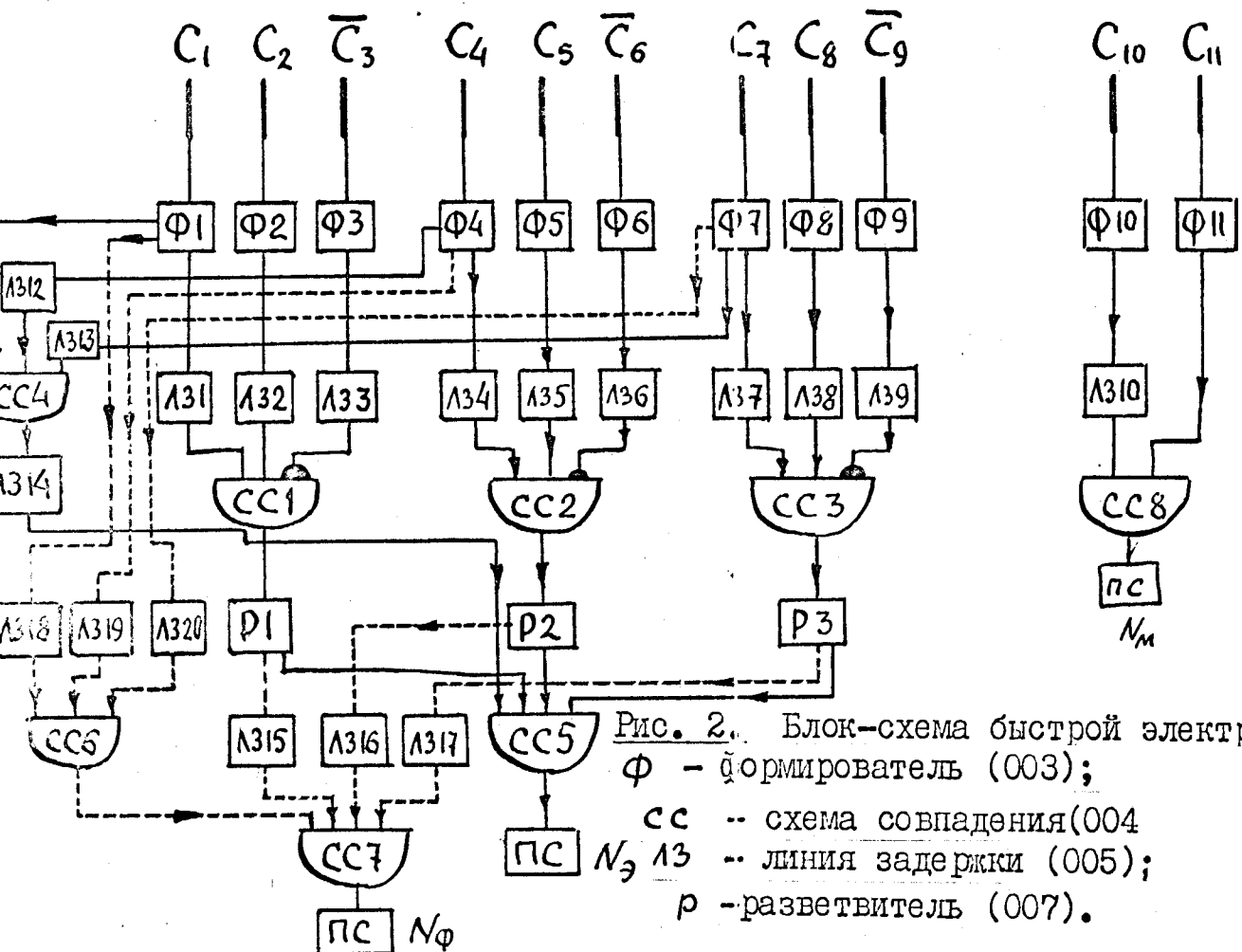


Рис. 2. Блок-схема быстрой электроники.
 Φ - формирователь (003);
 CC - схема совпадения (004)
 N_3, Λ_3 - линия задержки (005);
 P - разветвитель (007).

иrom показана часть схемы, позволяющая одновременно-

измерять фон случайных совпадений (N_m); N_m - мониторинг ^{N_2 -счетчик} объекта.