

С 341.1
Ф-71



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Г.Н. Флеров, В.А.Карнаухов, Г.М. Тер-Акопьян,
Л.А. Петров, В.Г. Субботин

Д-1570

О ПРОТОННОМ РАСПАДЕ
РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Дубна 1964

Г.Н. Флеров, В.А.Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян,
Л.А. Петров, В.Г. Субботин

Д-1570

О ПРОТОННОМ РАСПАДЕ
РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Направлено в ЖЭТФ, "Nuclear Physics"



Дубна 1964

2352/3 чф

А н н о т а ц и я

Описываются эксперименты по исследованию протонного распада радиоактивных ядер. Приводятся данные по двум излучателям протонов, которые наблюдались при облучении *Ni* пучками Ne^{20} и O^{16} . Первый /один из легких изотопов *Ne* или *Mg* / имеет период полураспада $(85 \pm 15) \cdot 10^{-3}$ сек и испускает протоны с энергией $(5 \pm 0,2)$ Мэв. Второй имеет полупериод, равный (23 ± 4) /сек и испускает протоны с энергией $(2,5 \pm 0,2)$ Мэв. На основании ряда опытов делается вывод, что второй излучатель - один из легких изотопов, *Br* или *Kr*, т.е. в этом случае происходит испускание подбарьерных протонов /высота кулоновского барьера $\approx 8,5$ Мэв/.

Наиболее вероятно, что протоны вылетают из дочернего ядра после позитронного перехода, с которым связан измеряемый период полураспада. Процесс вылета протонов с $E_p \approx 5$ Мэв подобен испусканию запаздывающих нейтронов. Механизм вылета подбарьерных протонов с $E_p \approx 2,5$ Мэв аналогичен механизму испускания длиннопробежных α - частиц тяжелыми ядрами. Рассматривается также возможность протонного распада конфигурационных изомеров, которая не исключена для излучателя протонов с энергией $2,5$ Мэв.

A b s t r a c t

Experiments on radioactive nuclei proton decay are described. The data on two proton emitters detected at the exposure of *Ni* to Ne^{20} and O^{16} beams are listed. The first emitter (one of *Ne* or *Mg* light isotopes) has its life time of $(85 \pm 15) 10^{-3}$ sec. and emits protons with an energy of (5 ± 0.2) MeV, while the second one having a (23 ± 4) - sec. life time emits protons of an energy of (2.5 ± 0.2) MeV. A series of experiments carried out permits to conclude that the second emitter is one of *Br* or *Kr* light isotopes, i.e., in this case subbarrier proton emission takes place (the Coulomb barrier height is about 8.5 MeV).

It is most probable that protons are emitted from a daughter nucleus after positron transition which the half life under measurement is associated with. The process of proton emission with $E_p = 5$ MeV is similar to that for delayed neutron emission. The mechanism of subbarrier proton emission with $E_p = 2.5$ MeV is analogous to that for long-range alpha emission by heavy nuclei. The possibility of configuration isomer proton decay is also considered, which is not excluded in the case of a 2.5 - MeV proton emitter.

В в е д е н и е

В литературе уже неоднократно рассматривался вопрос о возможности нового типа радиоактивного превращения ядер - протонного распада. Более десяти лет назад были предприняты первые попытки Алварецом, Биржем и др. обнаружить протонные излучатели ^{1-5/}. Тогда же Мигдалом и Гейликманом и Джелеповым ^{6/} было проведено теоретическое рассмотрение возможных механизмов протонного распада и некоторых путей для синтеза протонно-активных ядер. Было ясно, что радиоактивные ядра с достаточно большим избытком протонов будут испытывать протонный распад того или иного типа. Появившиеся позднее расчетные работы ^{7-11/} были посвящены уточнению предполагаемых характеристик p -распада, более детальному рассмотрению области распространения явления и путей получения соответствующих изотопов.

Энергетическая возможность протонного распада появляется как следствие снижения энергии связи протона при уменьшении числа нейтронов в ядре. Такое изменение энергии связи протона обусловлено зависимостью величины ядерного взаимодействия от изотопического числа и возрастанием роли кулоновского отталкивания. Рассматривалось несколько механизмов протонного распада.

Во-первых, возможно синтезирование ядер с отрицательной энергией связи протона. Такие ядра нестабильны по отношению к испусканию протона из основного состояния. В этом случае картина p -распада будет аналогична тому, что мы имеем в случае α -распада из основного состояния ядер.

Во-вторых, возможен двухступенчатый механизм протонного распада: на первом этапе - позитронный распад с высокой энергией, на втором этапе - вылет протона из возбужденного (а в некоторых случаях и из основного) состояния дочернего ядра. Если энергия протона ниже высоты кулоновского барьера, протон выйдет за пределы ядра путем квантовомеханического проникновения сквозь барьер. Картина распада при этом подобна явлению испускания длиннопробежных α -частиц. Если ядром испускается надбарьерный протон, можно говорить об аналогии с "запаздывающими" нейтронами.

Нам представляется, что возможен также третий механизм протонного распада - изомерный (см. раздел "Обсуждение результатов").

Весьма вероятно, что некоторые четные по Z изотопы с избытком протонов будут испытывать радиоактивный распад иного типа - двухпротонный. Предполагаемое существование такого распада является прямым следствием эффекта парного взаимо-

действия нуклонов в ядре. В работе Зельдовича ^{/12/} впервые указывается на возможную неустойчивость O^{12} , Ne^{16} , Mg^{19} относительно испускания двух протонов сразу. Гольданским ^{/10,13/} дан подробный анализ возможности двупротонного распада, рассмотрены основные особенности этого явления и пути его обнаружения.

Большие преимущества для синтеза изотопов с избытком протонов дают ядерные реакции с тяжелыми ионами. Несколько лет назад мы начали эксперименты по изучению радиоактивных продуктов реакций, вызываемых в Ni ускоренными ионами Ne^{20} / $E = 190$ Мэв/. Можно было надеяться, что, согласно расчету, среди них будут изотопы, близкие к границе p -нестабильности ядер. В опытах использовалась специальная аппаратура, включавшая телескоп из двух пропорциональных счетчиков /для измерения энергии и удельной ионизации/. При регистрации радиоактивного распада этим прибором можно было однозначно установить тип излучения.

Летом 1962 года были получены результаты, которые позволяли сделать вывод, что в реакции $Ni + Ne$ возникают радиоактивные изотопы, испытывающие протонный распад. Время жизни этих протонных излучателей оказалось в интервале между 0,1 сек. и 5 мин. ^{/14/}. В дальнейшем было установлено наличие периодов полураспада 0,5-1 сек и более длинного ^{/15/}.

Эти результаты были подтверждены и уточнены нами в следующей работе ^{/16/}. Оказалось, что "долгоживущая" протонная активность имеет период полураспада ≈ 25 сек и энергию протонов 2,5 - 3 Мэв. Данные по измерению пробега и сечения образования этого излучателя указывали на то, что он появляется в результате распада составного ядра в реакции $Ni + Ne^{20}$, т.е. в этом случае мы имеем излучатели глубокоподбарьерных протонов. Кроме того, была обнаружена протонная активность с энергией ≈ 5 Мэв и периодом полураспада 0,1 сек. Установлено, что этот излучатель по массе близок к Ne^{20} . В обоих случаях вылету протона, вероятно, предшествует β^+ -распад.

В 1963 году группа канадских физиков сообщила о наблюдении "запаздывающей" протонной радиоактивности ^{/17/}. В экспериментах использовался пучок протонов с энергией 97 Мэв. Применялась простая регистрирующая аппаратура, включавшая только поверхностнобарьерный детектор для измерения энергии частиц. Для установления типа частиц исследовалось их торможение в Al . Высокий уровень фона не позволил канадским физикам работать в области энергий ниже 2,5 Мэв, в районе 3,5 Мэв фон был примерно равен эффекту. Тем не менее им удалось зарегистрировать несколько протонных излучателей. Наиболее подробно исследован Si^{25} ($T_{1/2} = (0,3 \pm 0,2) / (0,1)$ сек), менее подробные данные приведены по по-

воду других протонных излучателей (Mg^{21} , Ne^{17} , O^{13}). Нам представляется, однако, что авторы этой работы завышают точность определения энергии протонов, видимые ими схемы распада следует рассматривать, скорее, как предположительные.

В Иельском университете /США/ проводятся поиски протонных излучателей в реакциях с тяжелыми ионами. В $^{18}/$ сообщается о наблюдении "запаздывающих" протонов с энергией 4,0-5,5 Мэв, возникающих при распаде Ne^{17} /период полураспада ~ 0,7 сек./ . Это же ядро изучалось Финком и др. /Аргоннская национальная лаборатория/ в опытах $^{18}a/$, в которых использовались пучки лития.

Настоящая работа посвящена более подробному изложению результатов, представленных в $^{18}/$. Кроме того, она содержит новые данные о наблюдавшихся протонных излучателях.

Экспериментальная методика

Эксперименты были выполнены на внутреннем пучке циклотрона тяжелых ионов ОИЯИ. При разработке методики мы исходили из необходимости иметь такую аппаратуру, которая позволила бы регистрировать протоны с энергией порядка 1 Мэв на фоне более интенсивного \sim в 10^8 раз/ β, γ -излучения. К детектору частиц предъявлялись также следующие требования: он должен обладать спектрометрическими качествами, давать возможность установить тип частицы, работать в условиях сильного магнитного поля и высокого уровня электромагнитных помех. Ниже дается описание такой методики.

Пробник. На рис. 1 приведена схема устройства, которое помещалось между дуантами циклотрона. Пучок ускоренных ионов /1/ попадал на мишень /2/, ядра - продукты реакций - вылетали из мишени и останавливались в сборнике /3/ из алюминиевой фольги, который был изготовлен в виде вращающегося диска диаметром 8 см. Такой сборник осуществлял перенос радиоактивных ядер к спектрометру заряженных частиц.

Спектрометр состоял из пропорционального счетчика /6/ /толщина 8 мм/ и расположенных за ним двух поверхностно-барьерных детекторов из высокоомного кремния /7/. Применение такого "телескопа" давало возможность одновременно измерять удельную ионизацию и энергию частицы. Сопоставление этих величин позволяет определить тип частицы, надежно отделить протоны от электронов и α -частиц /подготавливая эксперименты, мы опасались фона за счет появления неизвестных α -активных ядер среднего атомного веса/.

Входное окно телескопа вакуумно заклеивалось либо фольгой из Al (8μ), либо пленкой из лавсана (5μ) , запяленной слоем меди / $\sim 200 \frac{мкг}{см^2}$ /. Объем

пропорционального счетчика экранировался от полупроводниковых детекторов пленкой из лавсана (3μ), также запыленной медью. Счетчик наполнялся смесью Ar (95%) + CH_4 (5%) при давлении 200 мм Hg.

В условиях хорошей геометрии, вне магнитного поля пропорциональный счетчик имел разрешение $\sim 3\%$ для α -частиц с энергией 5,5 Мэв, а полупроводниковые детекторы — 1-1,5%. Однако для увеличения эффективности входное окно телескопа было сделано большим 2×5 см/. Одновременно использовались два кремниевых детектора с чувствительной поверхностью 1,5-2 см² каждый. Это привело к большому угловому разбросу регистрируемых частиц и к ухудшению разрешения. Для газового счетчика появлялся дополнительный разброс амплитуд из-за влияния магнитного поля циклотрона. Полученные в рабочих условиях спектры для калибровочных α -частиц показаны на рис. 2.

Вращение диска /10-20 1/сек./ осуществлялось электромотором, который работал за счет магнитного поля циклотрона. В ряде опытов применялся мотор с "поляризованной" в поле циклотрона катушкой. Непрерывное вращение сборника заменялось быстрым поворотом на 180° при подаче импульса тока определенного направления. В таком режиме в течение некоторого времени продукты реакций собирались в определенном участке сборника, затем быстро переносились к спектрометру. При этом эффективность регистрации была в несколько раз выше, чем при непрерывном вращении.

Для измерения пробега частиц перед входным окном телескопа помещались поглотители из Al , укрепленные на подвижной рамке /8/, управляемой дистанционно. На этой же рамке располагался α -источник. Коллектор ионов /4/, соединенный с измерителем тока, позволял следить за интенсивностью пучка во время облучения. Энергия ионов измерялась с помощью кремниевого детектора /5/, в который через специальный коллиматор попадала часть пучка после рассеяния в золотой фольге.

Устройство, изображенное на рис. 1, помещалось в медный кожух, охлаждаемый водой. Входное окно кожуха заклеивалось фольгой из Al (8μ). Для охлаждения мишени, коллектора и диска кожух заполнялся гелием /40 мм Hg/.

Электронная аппаратура. Использовалась электронная аппаратура, позволявшая устанавливать тип распада, вести амплитудный анализ импульсов, измерять период полураспада для данной энергетической группы.

На рис. 3 представлена блок-схема аппаратуры. Импульсы газового счетчика и кремниевых детекторов усиливались предусилителями, собранными по каскадной

схеме. Каждый предусилитель имел одну выносную лампу, которая располагалась в магнитном поле, в непосредственной близости к счетчику. Остальная часть схемы находилась вне магнитного поля. В качестве выносной лампы использовался триод, имеющий жесткую конструкцию и такую геометрию электродов, которая обеспечивала нормальную работу лампы в сильном магнитном поле.

После предусилителя импульс газового счетчика дополнительно усиливался, формировался по длительности $1,8 \cdot 10^{-6}$ сек./ и поступал на вход дискриминатора. С интегрального выхода дискриминатора импульс подавался через схему блокировок в качестве разрешающего на линейную схему пропускания. На вход схемы пропускания поступал усиленный и сформированный по длительности $4 \cdot 10^{-6}$ сек./ импульс с кремниевых детекторов. С выхода "ворот" сигнал подавался на два амплитудных анализатора, один из которых управлялся дифференциальным выходом дискриминатора пропорционального счетчика. Одновременно записывались два спектра импульсов с полупроводниковых счетчиков. В первом спектре были представлены все частицы, которые, проходя через газовый счетчик, оставляли в нем энергию > 13 кэв. Во второй спектр попадали только те частицы, для которых импульс газового счетчика соответствовал потере энергии от 13 до 45 кэв. Этот интервал потерь отвечает протонам с энергией 1-5 Мэв. Калибровочные α - частицы с энергией 5,5 Мэв теряли в газовом счетчике 200 кэв. Было установлено, что только 1,5% полной интенсивности калибровочных α - частиц регистрируется в "протонном" диапазоне удельных ионизаций^{x/}. Таким образом, первый спектр давал полную картину энергий всех тяжелых частиц, появившихся при радиоактивном распаде, во второй же спектр попадали в основном протоны. Сравнение обоих спектров давало нам возможность выделить протоны и установить интенсивность α - излучения. Измерения проводились в промежутках между импульсами модуляции высокочастотного напряжения на дуантах /схема блокировки/.

На рис. 3 показана также часть схемы, предназначенная для временного анализа. Временной анализатор состоял из генератора пилообразного напряжения, схемы пропускания и амплитудного анализатора АИ-100. Линейно растущее напряжение подавалось на закрывающую схему пропускания. Она открывалась на ~ 4 мксек. анализируемым сигналом, прошедшим через дифференциальный дискриминатор. Величина импульса на выходе схемы пропускания была, таким образом, пропорциональна времени, которое прошло от начала запуска "пилы" до момента прихода импульса с детектора. Момент запуска пилообразного напряжения соответствовал выключению циклотрона;

^{x/} Попадание α - частиц в протонный интервал удельных ионизаций связано с тем, что спектр импульсов газового счетчика имеет "хвост" в области малых амплитуд за счет влияния магнитного поля на собирание электронов.

при включении высокочастотного напряжения схема блокировалась. Частота модуляции напряжения на дуантах выбиралась такой, чтобы время "молчания" циклотрона в несколько раз превышало измеряемый период полураспада.

Результаты экспериментов

При исследовании распада радиоактивных продуктов реакций было однозначно установлено испускание тяжелых однозарядных частиц. Одновременное измерение энергии этих частиц, их удельной ионизации и торможения в веществе привело к выводу, что это протоны. Наиболее четко наблюдались две группы протонов с энергиями ~ 5 Мэв и $2,5$ Мэв.

Группа протонов с энергией $\sim 5,0$ Мэв. а/ Ионами Ne^{20} с энергией 140 Мэв облучалась никелевая мишень толщиной 10μ . В качестве сборника использовался Al толщиной 50μ . Такая толщина достаточна для поглощения самых длиннопробежных ядер - продуктов реакций. В диске имелись отверстия, через которые определенная часть пучка попадала на коллектор тока. Толщина чувствительного слоя кремниевых детекторов равнялась $\sim 200\mu$. Перед входным окном телескопа был установлен поглотитель из Al (15μ). Для определения фона β - и γ - излучения проводились опыты с поглотителем 200μ Al перед телескопом/в опытах с остановленным диском определялся также фон, который мог возникнуть из-за налочки в камере циклотрона остаточного пучка ионов в интервалах между импульсами напряжения на дуантах. Этот фон практически отсутствовал/.

б/ На рисунке 4 показан один из полученных спектров. Несмотря на то, что в спектр попадали импульсы частиц с ионизацией в газовом счетчике > 13 кэв, фон β - γ - излучения простирался до 30 канала анализатора. Это связано с тем, что электроны движутся в магнитном поле по спиральным траекториям и могут терять значительную энергию в газовом счетчике.

В районе 64 канала в спектре отчетливо виден максимум, он принадлежит протонам с энергией $5,0 \pm 0,2$ Мэв^{х/}.

Вывод о том, что эти частицы являются протонами вытекает из следующего.

Из таблицы 1 /см. ниже/ видно, что 92% частиц указанной группы оставляют в газовом счетчике энергию от 13 до 45 кэв. Средняя потеря энергии для протонов с $E \sim 5$ Мэв, по оценке /с учетом геометрического фактора/^{х/} должна быть ~ 25 кэв.

^{х/} При определении энергии протонов учитывалось "вбивание" излучателя в сборник и потеря энергии протонами до их попадания в кремниевый детектор.

Т а б л и ц а 1 х/

Ч а с т и ц ы	$\Delta E > 13$ кэв	13 кэв $<$ $\Delta E < 45$ кэв	II/I
Протоны $E_p = 2,5$ Мэв	302	279	0,92
Протоны $E_p = 5,0$ Мэв	1343	914	0,69
α -частицы $E = 5,5$ Мэв	2648	40	0,015

Весьма наглядны результаты опытов, в которых определялось торможение частиц в веществе. Один из спектров на рис. 5 получен в опыте, когда между полупроводниковыми детекторами и диском находился только газовый счетчик /эквивалентно 20μ Al / . Другой спектр получен при помещении перед входным окном телескопа поглотителя 30μ Al . Смещение пика соответствует расчетному торможению протонов с энергией 5 Мэв. Заметим, что в алюминиевой фольге полностью поглощаются α - частицы с энергией $\leq 8,4$ Мэв.

На рис. 6 приведена одна из кривых распада излучателя протонов с энергией ~ 5 Мэв. Период полураспада равен $/0,085 \pm 0,015/$ сек. По-видимому, в спектре есть также менее интенсивная группа протонов с энергией около 5,6 Мэв. В дальнейшем было сосредоточено внимание на группе с энергией ~ 5 Мэв.

в/ Было проведено несколько опытов с целью идентификации этого протонного излучателя. Естественный путь, который был выбран - попытаться установить тип реакции образования изотопа. Реакции между сложными ядрами делятся на два класса. При краевых соударениях ядер происходит процесс передачи нуклонов, и образуются продукты, близкие по массе к бомбардирующей частице. Их пробег в Al равен десяткам микрон, а выход сравнительно слабо зависит от сорта мишени. Другой класс - реакции, протекающие с образованием составного ядра. Пробег продуктов таких реакций составляет несколько микрон.

В связи с этим был оценен пробег излучателя протонов с энергией ~ 5 Мэв. Оказалось, что он существенно превышает 9μ Al : замена 50μ - сборника алюминиевым диском толщиной $9,3 \mu$ привела к уменьшению эффекта в 5-10 раз.

При облучении мишеней из тантала, меди и алюминия также была зарегистрирована протонная активность с энергией ~ 5 Мэв. Выход ее был соответственно в

х/ В таблице представлены интенсивности двух групп протонов при различных условиях на величину импульса с газового счетчика ΔE /результаты получены при облучении Ni ионами неона/. Нижняя строчка относится к калибровочным α - частицам.

2, 3 и 5 раз меньше, чем на никеле. Сечение образования исследуемого изотопа в реакции $Ni + Ne^{20}$ составляет несколько десятых микробарна для энергии неона ~ 120 Мэв. Можно с определенностью утверждать, что этот изотоп образуется из Ne^{20} за счет реакции передачи нуклонов. В пользу этого вывода говорит факт его образования при облучении мишеней в широком интервале порядковых номеров и большой пробег этого ядра. И то и другое - типичные характеристики продуктов реакции передачи 19 . Анализ свойств возможных продуктов таких реакций приводит к наиболее вероятному заключению, что протоны с энергией ~ 5 Мэв испускаются при распаде одного из легких изотопов неона или магния (Ne^{17}, Mg^{20-21}).

Группа протонов с энергией $\sim 2,5$ Мэв. а/ Была проведена серия опытов по изучению распада продуктов реакций с малым пробегом. В этих экспериментах использовались мишень из $Ni (2\mu)$ и диск из Al толщиной $8,3\mu$. Первые же опыты показали, что в спектре излучения нет протонов с энергией больше $3,5$ Мэв, поэтому толщина чувствительного слоя детекторов была уменьшена до 80μ . Это существенно снизило β - и γ - фон.

На рис. 7 приведен амплитудный спектр импульсов, соответствующий частицам, оставляющим в газовом счетчике $13-45$ кэв. Этот спектр получен суммированием результатов шести независимых измерений. Каждый из шести опытов сопровождался измерением фона. На рис. 7 показан суммарный фон. Отчетливо проявляется группа с максимумом в 32 канале.

Результаты опытов по определению удельной ионизации частиц этой группы и торможению их в Al указывают на то, что это протоны. Действительно, было установлено, что потеря энергии этих частиц в газовом счетчике составляет $25-60$ кэв. Это совпадает с расчетной величиной для протонов с энергией $2,5-3$ Мэв. В соответствии с этим находятся данные, приведенные в таблице 1, из которых следует, что $\sim 70\%$ частиц группы оставляет в газовом счетчике $13-45$ кэв.

Опыты по определению торможения интересующих нас частиц иллюстрируются рис. 8. Здесь приведены спектры энергий этих частиц после прохождения вещества, эквивалентного 13μ и $28\mu Al$. При переходе от одного поглотителя к другому пик смещается в соответствии с тем, что ожидается для протонов.

Максимум в спектре /рис. 7/ соответствует энергии $2,5 \pm 0,2$ Мэв / ошибка вызвана в основном неточностью в учете торможения протонов до входа в телескоп/. В спектре представлены и более энергичные протоны /до $3,3$ Мэв/. Слева от максимума имеется еще одна группа протонов. Однако ввиду большого фона этот участок спектра пока не исследовался.

С помощью время- амплитудного конвертора был измерен период полураспада

группы протонов с максимумом при 2,5 Мэв. Одна из кривых распада приведена на рис. 9. Период полураспада излучателя равен $1/23 \pm 4$ сек.

6/ Был проведен ряд экспериментов для идентификации полученного изотопа.

Для оценки пробега ядер мишень из $Ni(2\mu)$ облучалась ионами Ne^{20} с энергией 105 Мэв; между мишенью и вращающимся диском был установлен поглотитель из Al толщиной $9,3\mu$. Помещение такого поглотителя практически сняло эффект: интенсивность исследуемой группы упала не менее, чем в 20 раз. Это означает, что пробег излучателей протонов с энергией $\sim 2,5$ Мэв меньше $9\mu Al$.

Далее было проведено облучение Ni и Fe^{54} /мишень из разделенного изотопа, $1,8 \text{ мг/см}^2$, на подложке из $Al(6\mu)$ / различными ионами. При облучении Ni ионами O^{16} /70-100 Мэв/ также наблюдалась группа протонов с максимумом при $\sim 2,5$ Мэв. Кривая спада этой активности во времени показана на рис. 10. В пределах ошибок период полураспада совпадает со значением $1/23 \pm 4$ сек, который получился при анализе кривой на рис. 9. Это дает основание считать, что в реакциях $Ni + Ne^{20}$ и $Ni + O^{16}$ образуется один и тот же излучатель протонов.

Протонная активность с энергией $\sim 2,5$ Мэв не была обнаружена при облучении $Ni(2\mu)$ ионами B^{11} / 85 Мэв/ и при облучении Fe^{54} ионами O^{16} . В табл. II показан относительный выход исследуемой группы протонов в различных реакциях. Абсолютное сечение образования протонного излучателя в реакции $Ni + Ne^{20}$ порядка микробарна. Оно слабо зависит от энергии в районе 100-140 Мэв /18/.

Т а б л и ц а II

Р е а к ц и я	$Ni + Ne^{20}$	$Ni + O^{16}$	$Ni + B^{11}$	$Fe^{54} + O^{16}$
Относит. выход излучателя с $E_p \sim 2,5$ Мэв и $T_{1/2} = 23$ сек.	100	30	< 3	< 1

Небольшая величина пробега излучателя протонов указывает на то, что его массовое число равно нескольким десяткам. Этот вывод не зависит от предположений о механизме реакции /20/. К образованию такого пересыщенного протонами изотопа может привести распад возбужденного составного ядра, возникшего при слиянии ядра-мишени и бомбардирующей частицы. Мы наблюдали эффект при облучении Ni ионами Ne^{20} , O^{16} и не обнаружили его для реакции $Fe^{54} + O^{16}$. Этот результат может быть объяснен, если предположить, что порядковый номер протонного излучателя 35-38 / Br , Kr /, а масса - 70-72. Этому предположению не противоречит функция возбуждения для образования этого ядра в реакции $Ni + Ne^{20}$ /18/. Может возникнуть вопрос, а не образуется ли этот

протонный излучатель из никеля за счет реакций передачи? Такой вариант возможен, хотя представляется менее вероятным. Действительно, в этом случае следовало бы ожидать обнаружения эффекта при облучении Ni бором и Fe^{54} кислородом.

Обсуждение результатов

1. В таблице III показаны основные характеристики наблюдавшихся протонных излучателей^{x/}. Там же приведены кулоновские барьеры (V_p) для протонов.

Т а б л и ц а III

Изотоп	$(Br, Kr)^{70-72}$	Ne^{17}, Mg^{20-21}
E_p Мэв	$2,5 \pm 0,2$	$5,0 \pm 0,2$
$T_{1/2}$ сек	23 ± 4	$0,085 \pm 0,015$
V_p Мэв	8,5	4
τ_p / τ_0	$> 10^4$	~ 1

В последней строчке таблицы приведено τ_p — расчетное время жизни ядра, испускающего протон с указанной энергией /по отношению к характерному ядерному времени τ_0 /. При расчете принимался во внимание только кулоновский барьер, поэтому приведенные в таблице величины τ_p / τ_0 следует рассматривать как нижние границы. Если угловой момент, уносимый протоном (ℓ), отличен от нуля, τ_p будет больше. Эта величина возрастет в десятки раз уже для $\ell = 2$.

Ясно, что наблюдавшаяся задержка в появлении протонного излучения не может быть обусловлена кулоновским барьером. Наиболее вероятно, что она связана с позитронным распадом. В результате ядерной реакции возникает изотоп, испытывающий позитронный распад с большой энергией. Дочернее ядро обладает невысокой устойчивостью относительно испускания протона. Достаточно некоторого возбуждения после β^+ -перехода, чтобы из ядра вылетал протон. В случае распада первого изотопа (Br, Kr) протон выходит за пределы ядра за счет туннельного механизма, на уровне ~ 0,3 от высоты кулоновского барьера. Картина распада при этом аналогична процессу испускания длиннопробежных α -частиц тяжелыми ядрами. Протоны с энергией ~ 5 Мэв проходят над барьером; в данном случае имеется полная аналогия с "запаздывающими" нейтронами.

Описанный тип протонного распада должен быть весьма распространенным яв-

^{x/} В таблицу не включен протонный излучатель с $T_{1/2} = 0,5-1$ сек, наблюдавшийся в нашей работе^{/15/}. Он образовывался из Ne^{20} за счет реакций передачи. В настоящей работе этот излучатель не исследовался. В спектре на рис. 4 он дает вклад, очевидно, в область $E_p < 4,5$ Мэв.

лением вблизи границы протонной нестабильности ядер ($B_p = 0$), в первую очередь, для четных элементов. Естественно, что для существования такого распада энергия позитронного перехода должна превышать энергию связи протона. Более того, E^* /энергия возбуждения ядра после β^+ -распада/ должна быть такой, чтобы конкуренция со стороны радиационного перехода не была подавляющей. Это по существу условие для энергии испускаемых протонов $E_p = E^* - B_p$. По нашим оценкам, конкуренция со стороны γ -излучения будет незначительна при $E_p > E_{p_0}$, причем E_{p_0} меняется от $\sim 0,7$ до 2 Мэв при изменении Z от 20 до 50. Таким образом, для появления протонного излучения после β^+ -распада необходимо $E_{\beta^+} - (E_{p_0} + B_p) > 0$. Вероятность процесса будет, очевидно, увеличиваться с ростом этой разницы. Некоторые оценки этой вероятности по статистической модели проведены в [11]. Совершенно не обязательным является условие, выдвинутое в расчетной работе [9]. В [9] считается необходимым, чтобы на протонно-нестабильный уровень происходил сверхразрешенный β^+ -переход. Протонный распад может быть наблюдаем, если он происходит после обыкновенного β^+ -перехода и даже если с этим переходом конкурирует сверхразрешенный без p -распада. Все будет определяться сечением образования изотопа и чувствительностью аппаратуры. Надо сказать, что ни в одном из наблюдавшихся случаев испускания "задержанных протонов" нет сверхразрешенного β -перехода на протонно-нестабильный уровень.

2. Возможен еще один механизм p -распада с большим полупериодом - изомерный. Известно, что в ядерных реакциях с тяжелыми ионами с большой вероятностью появляются конфигурационные изомеры. Эти ядра находятся в состоянии с высоким спином, образованном в результате возбуждения нескольких нуклонов. Для пересыщенного протонами ядра такое состояние может оказаться протонно-неустойчивым, если $E^* > B_p$.

Высокий спин состояния приведет к подавлению радиационного перехода, ядро будет распадаться, испуская протон с энергией $E_p = E^* - B_p$. С другой стороны, совместное действие кулоновского и центробежного барьеров обусловит большое время жизни относительно протонного распада. В области тяжелых ядер наблюдались α -активные конфигурационные изомеры с коэффициентами запрета до $10^{14/21-23}$. В работах [24-25] появление высокоспиновых изомерных состояний объясняется влиянием остаточного n - p взаимодействия. В [25] указывается, что возможно появление конфигурационных изомеров в области ядер среднего атомного веса.

Вероятность протонного распада изомера может быть приближенно записана так:
 $W_p = \delta_p P_p$; P_p - квантомеханическая проникаемость барьера для протона с моментом l , δ_p - приведенная вероятность процесса, которая зависит от струк-

туры состояния. На рис. 11 показаны результаты расчетов коэффициента запрета ρ - распада за счет углового момента /использована формула из ^{128/} для ядер с $Z = 30$ и 50. Запрет за счет структурного фактора δ_2 требует детальных расчетов. Для α - активных изомеров эта компонента запрета достигает 10^6 .

Не исключено, что обнаруженный нами протонный излучатель с полупериодом - 23 сек есть протонно-активный изомер со спином 8-10 \hbar .

В настоящее время в нашей лаборатории предельно дальнейшее исследование ρ - распада радиоактивных ядер. Целью этих работ является экспериментальное определение механизма обнаруженного протонного распада и более точная идентификация полученных изотопов.

Авторы весьма признательны Э.З. Рывдиной с сотрудниками за большой труд по изготовлению кремниевых детекторов, роль которых в настоящей работе существенна. Авторы искренне благодарят В. Титова, В. Чугреева - за проведение конструкторских работ, Е.А. Минина, Н. Данилова, Б. Бибичева - за помощь при подготовке экспериментов и группу циклотрона под руководством А.Н. Филиппова за обеспечение облучений.

Л и т е р а т у р а

1. L. Alvarez. Phys. Rev., 75, 1815 (1949).
2. L. Alvarez. Phys. Rev., 80, 518 (1950).
3. S. Breckon, A. Henrikson, Canad. J. Phys., 32, 223 (1954).
4. A. Birge. Phys. Rev., 85, 753 (1952).
5. W. Barkas. Phys. Rev., 55, 691 (1939).
6. Б.С. Джелепов. Изв. АН СССР, сер. физ., 15, 498 /1956/.
7. В.А. Карнаухова. Сб. "Материалы конф. по реакц. с многозарядными ионами", 1958, Дубна, стр. 71 /1959/.
8. В.А. Карнаухова, Н.И. Тарантин. ЖЭТФ, 39, 1106 /1960/.
9. В.И. Гольданский. ДАН, 146, № 6, 1309 /1962/.
10. В.И. Гольданский. ЖЭТФ, 39, 497 /1960/.
11. Н.А. Власов. Атомная энергия, 14, 45 /1963/.
12. Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ, 38, 1123 /1960/.
13. V.I. Goldansky. Nucl. Phys., 27, 648 (1961).
14. В.А. Карнаухова, Г.М. Тер-Акопян, В.Г. Субботин. Препринт ОИЯИ Р-1972, Дубна, 1962.
15. V.A. Karnaukhov, G.M. Ter-Akopian, V.C. Subbotin. Search for Proton Emitters Among the Products of heavy Ions Induced Reactions, Proceedings of the 3-th Conference on Reactions between Complex Nuclei, April 1963, Pacific Grove USA.
16. В.А. Карнаухова, Г.М. Тер-Акопян, Л.А. Петров, В.Г. Субботин. ЖЭТФ, 45, 1280 /1963/.

17. R.Barton, R.McPherson, R.Bell, W.Frisken, W.Frisken, W.Link, R.Moore, Canad. J. Phys., 41, 2007 (1963); R.Barton, R.McPherson, R.Bell, Can. Nucl. Technology, v 2, N4, p.40 Fall, 1963.

18. I.Preiss. Частное сообщение, август 1963.

18a. Fink, Friedmann, Braid. Частное сообщение, декабрь 1963.

19. R.Kaufmann, R.Wolfgang. Phys. Rev., 121, 192 (1961).

20. Y.V.Rid, I.-M. Landenbauer-Bellis, R.Wolfgang. Phys. Rev., 127, 1722 (1962).

21. Jentshke, Juveland, Kinsey. Phys. Rev., 96, 231 (1954).

22. В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, 42, 873 /1962/.

23. I.Perman, F.Asaro, A.A.Ghiorso, A.Larsh, R.Latimer. Phys.Rev., 127, 917 (1962).

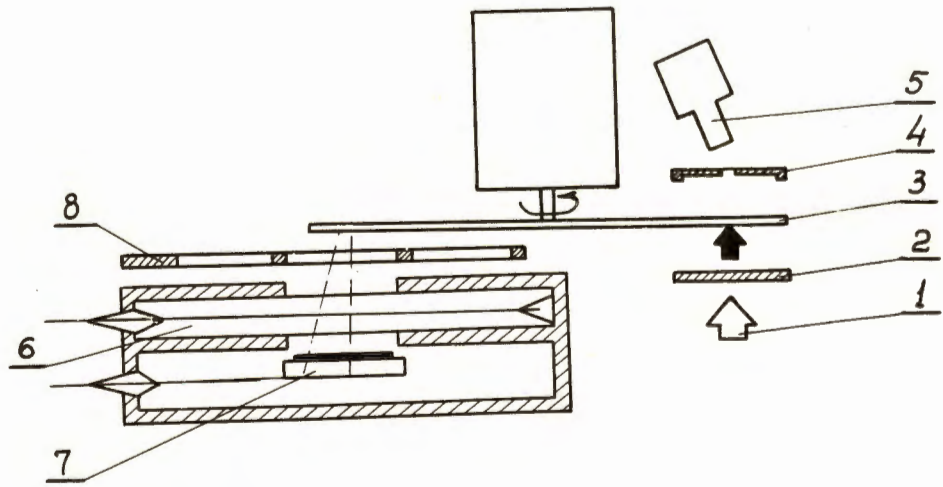
24. Л.А. Слив, Ю.И. Харитонов. ЖЭТФ, 44, 247 /1963/.

25. Л.А. Слив, Ю.И. Харитонов. Высокие ядерные изомерные состояния. Программа и тезисы докладов на XIV ежегодном совещании по ядерной спектроскопии в Тбилиси, 14-22 февраля, 1964, стр. 69.

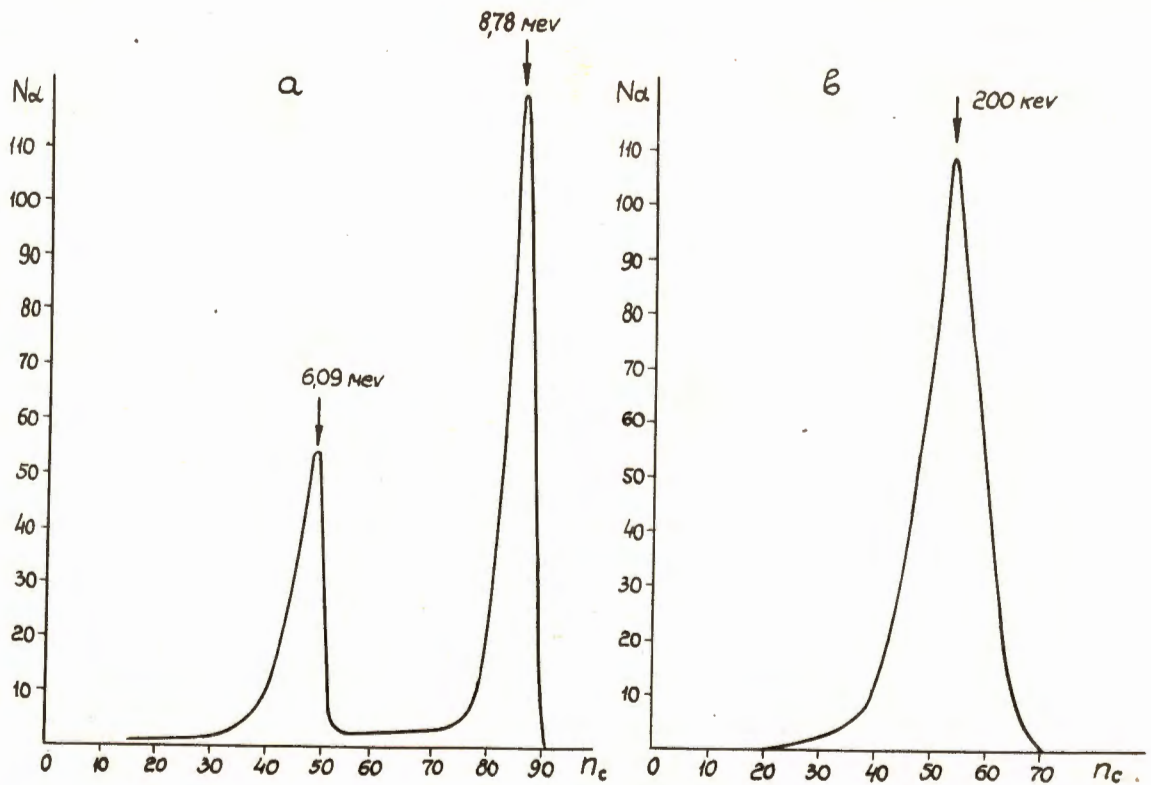
26. Г.А. Бете. Физика ядра, т. II, ГИТТЛ, Москва, 1948.

Рукопись поступила в издательский отдел

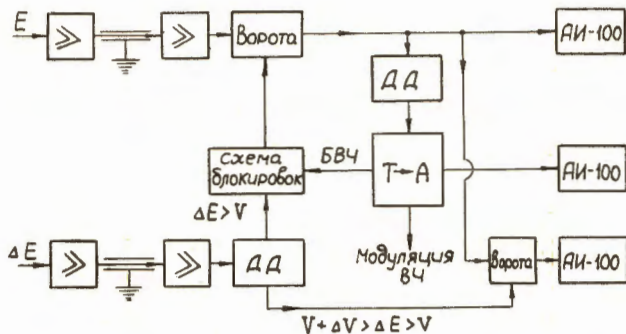
22 февраля 1964 г.



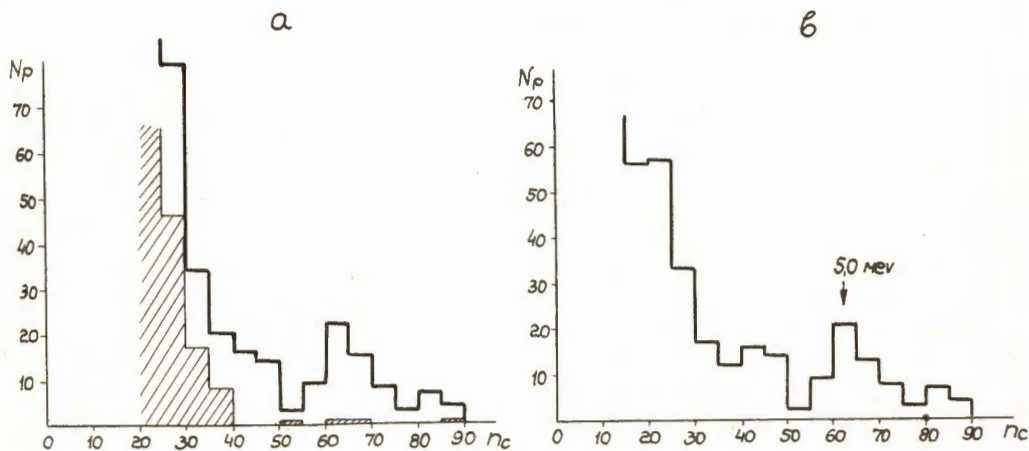
Р и с. 1. Схема экспериментальной аппаратуры.



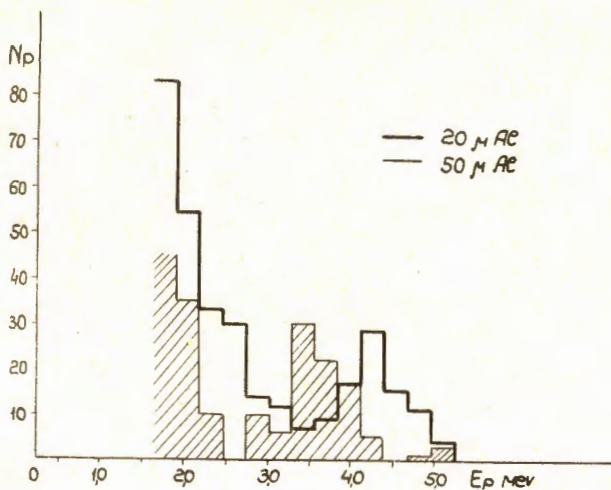
Р и с. 2. Калибровочные кривые, полученные в рабочих условиях:
 а/спектр α -частиц ThC' ; источник помещен на диске. Количество вещества между источником и детектором эквивалентно $13\mu Al$
 б/ спектр импульсов газового счетчика для α -источника $5,5 Mev$, помещенного на расстоянии 3 см от входного окна.



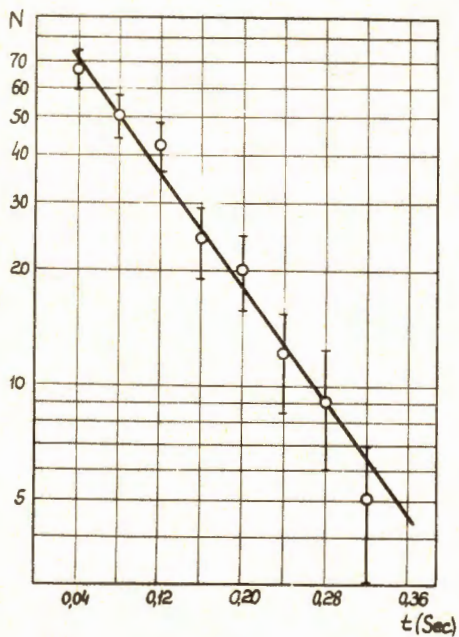
Р и с. 3. Блок-схема радиотехнической аппаратуры.



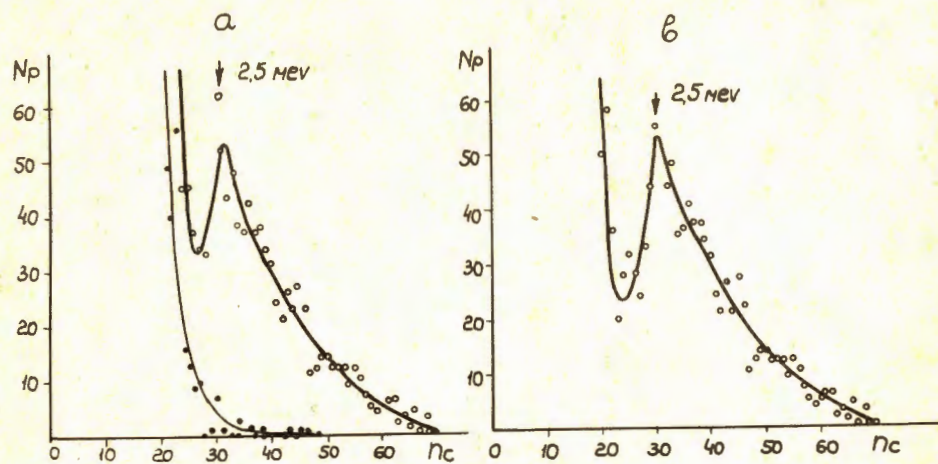
Р и с. 4. а/ Энергетический спектр протонов при облучении Ni ионами Ne^{20} . Спектр β и γ - фона заштрихован./Диск - $50 \mu A\ell$ чувствительный слой кремниевых детекторов = 200μ /; б/ тот же спектр с вычетом β - и γ - фона. При определении энергии / 5. Мэв/ группы протонов учтено поглощение в веществе между диском и кремниевыми детекторами, а также поглощение в самом диске /за счет вбивания ядер/.



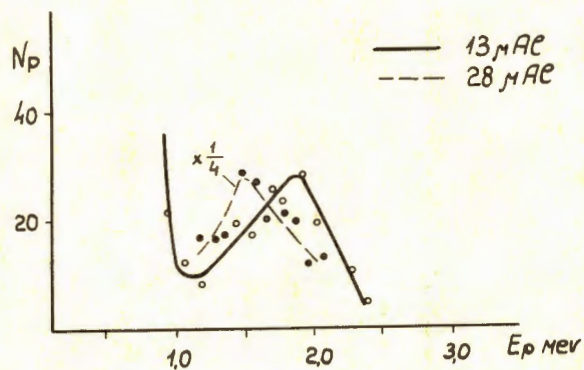
Р и с. 5. Спектры протонной группы с энергией 5,0 Мэв, полученные в опытах с различными поглотителями между диском и детекторами 20μ и 50μ Al. С учетом среднего угла входа протонов в телескоп 30° толщина поглотителей равна 23μ и 58μ Al.



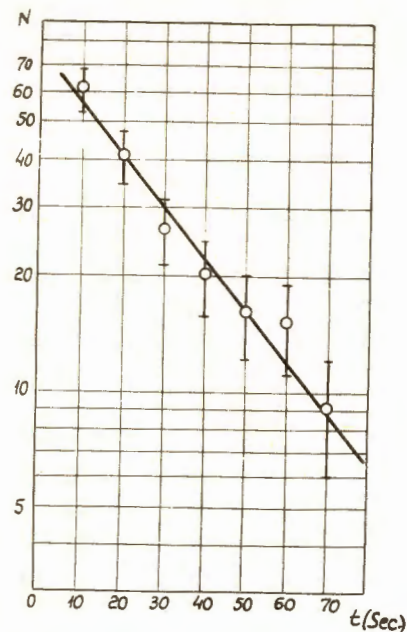
Р и с. 6. Кривая распада излучателя протонов с энергией 5,0 Мэв.



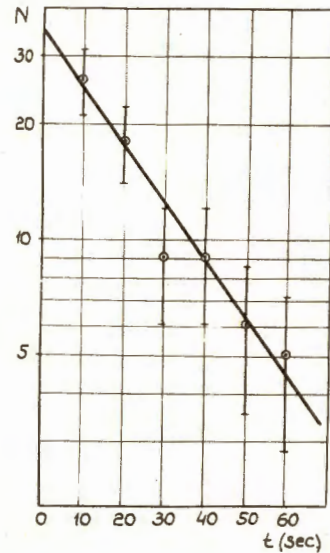
Р и с. 7. а/ Энергетический спектр протонов при облучении Ni ионами Ne^{20} . Спектр β - и γ -фона показан черными точками. / Диск $9,3 \mu Al$, чувствительный слой кремниевых детекторов $\approx 80 \mu$ /. б/ Тот же спектр с вычетом β - и γ -фона. Энергия /2,5 Мэв/ группы протонов определена с учетом поглощения.



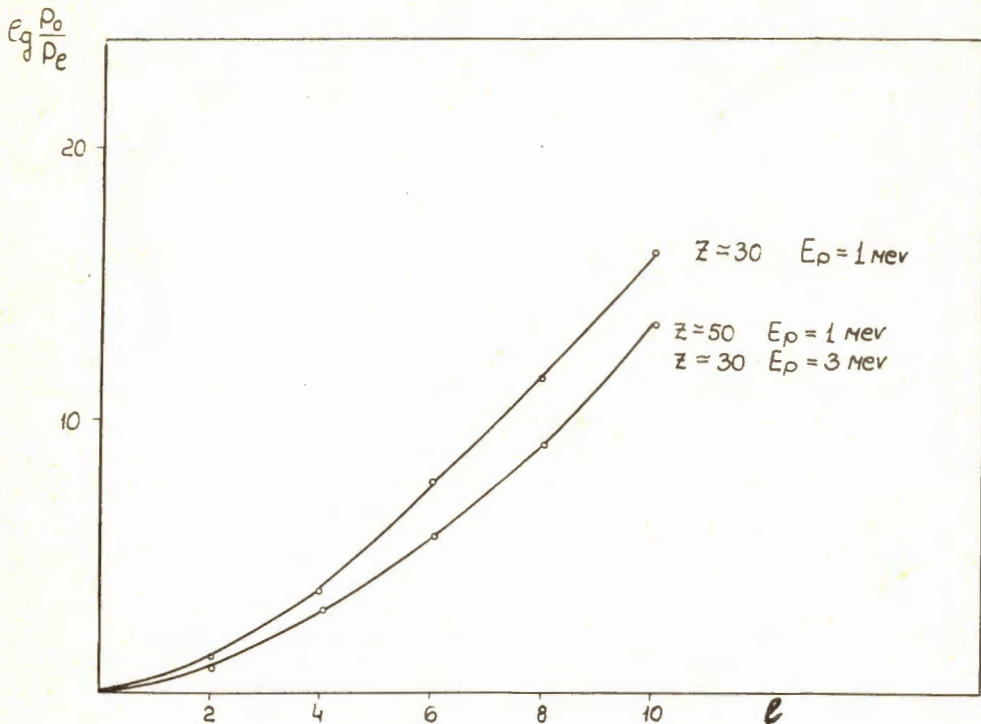
Р и с. 8. Спектры протонной группы с энергией 2,5 Мэв. Толщина поглотителя между диском и кремниевыми детекторами эквивалентна 13μ и $28 \mu Al$. С учетом среднего угла входа протонов в телескоп $/30^\circ$ толщина поглотителей 15μ и $32,5 \mu Al$.



Р и с. 9. Кривая распада излучателя протонов с энергией 2,5 Мэв; реакция $Ni + Ne^{20}$.



Р и с. 10. Кривая распада излучателя протонов с энергией 2,5 Мэв, реакция $Ni + O^{16}$.



Р и с. 11. График, иллюстрирующий влияние центробежного барьера на вероятность испускания протона. $\frac{P_0}{P_l}$ - отношение проникаемостей барьеров для протонов с моментами, равными 0 и l .