

B-358

ЯФ, 1966, т. 4, в. 3, с. 457-  
- 464.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2514



Л.С. Вертоградов, В.А. Карнаухов,  
Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопьян

ПРОТОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ  
СРЕДИ ИЗОТОПОВ ТЕЛЛУРА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1965

P-2514

Л.С. Вертоградов, В.А. Карнаухов,  
Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопян

ПРОТОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ  
СРЕДИ ИЗОТОПОВ ТЕЛЛУРА

Направлено в "Ядерную физику"



3971/2 чр

## В в е д е н и е

В последние годы появилось много работ, посвященных исследованию запаздывающих протонных излучателей. В большей части этих работ, выполненных в Мак-Гиллском университете (Канада), в Брукхейвенской Национальной лаборатории (США) и в ОИЯИ (Дубна, Советский Союз), изучались пересыщенные протонами изотопы легких элементов, имеющие изотопспин  $T = 3/2$  и  $A = 4n+1$  (полная библиография этих работ — в /1/). К настоящему времени получены все члены этого ряда от  $C^9$  до  $T^{41}$ . Для шести из этих ядер наблюдаются сверхразрешенные  $\beta$ -переходы в изобарное аналоговое состояние дочернего ядра. Это позволяло определить энергию состояния и рассчитать с хорошей точностью энергию  $\beta$ -распада исходного ядра.

Значительный интерес представляет исследование протонных излучателей в области более тяжелых ядер /2/. Здесь, помимо развития спектрометрического подхода, существенное значение имеет выяснение закономерностей получения пересыщенных протонами ядер. Это важно для выяснения возможностей и путей дальнейшего продвижения в область  $p$ -активных изотопов.

В работах /3,4/ экспериментально доказано существование  $p$ -излучателей для элементов более тяжелых, чем олово. В /3/ исследовались протонные излучатели, возникающие при облучении естественного  $Ru$  ионами  $O^{18}$ . Были обнаружены два излучателя с периодами полураспада  $(11 \pm 2)$  сек и  $(60 \pm 10)$  сек. Наибольший выход имел первый излучатель. Идентификация этого изотопа носила предварительный характер: указывалось, что это изотоп  $Te$  с массовым числом 109–111. В /4/  $p$ -излучатели в области теллура получались путем облучения ионами кислорода мишени из разделенного изотопа  $Ru^{96}$ . В /4/ была зарегистрирована протонная активность с периодом полураспада  $(5,3 \pm 0,4)$  сек. Этот излучатель был определенно идентифицирован автором как  $Te^{108}$ .

В настоящей работе изучались запаздывающие протонные излучатели, возникающие при облучении разделенных изотопов  $Mo^{92}$  и  $Mo^{94}$  ионами  $Ne^{20}$ . Поскольку при взаимодействии  $Ne^{20}$  с изотопами  $Mo$  получается то же составное ядро, что и в реакции  $Ru + O^{16}$ , естественно ожидать, что в обоих случаях должны возникать одни и те же радиоактивные изотопы теллура. Это исследование было предпринято для уточне-

На рис. 1 показана блок-схема электронной аппаратуры. Импульсы со счетчиков поступали в трансисторные преамплификаторы, которые крепились вблизи счетчика, затем по длинному кабелю поступали на вход основных усилителей. Формирование импульсов (  $\approx 1 \mu\text{с}$  ) производилось на входе основных усилителей с помощью линии задержки. За усилителями - схема совпадений (разрешающее время  $\approx 1 \mu\text{с}$ ), открывающая линейные ворота в тракте импульса пропорционального счетчика. Включение этой схемы пропуска-ния было вызвано необходимостью уменьшить задержку дискриминатора. Дискримина-тор имел дифференциальный и интегральный выходы. Верхний и нижний пороги дискримина-ции выбирались таким образом, чтобы пропустить импульсы от протонов с энергией 1-5 Мэв. Импульсы интегрального выхода дискриминатора использовались как разрешаю-щий для линейных ворот, расположенных в тракте  $E$ -счетчика. Таким образом, через ворота 2 проходили протоны и  $a$ -частицы импульсы. Импульсы дифференциаль-

Повышенности барьерный детектор имел площадь  $\approx 3 \text{ см}^2$ , рабочее смещение выби-ралось таким, чтобы глубина обедненного слоя была достаточна для торможения прото-нов с энергией  $\approx 4 \text{ Мэв}$ . В некоторых опытах использовалось большее смещение, чтобы установить, что измеренный спектр протонов не искажен.

Поскольку повысилась эффективность собирания электронов на анод, временные характеристики такого счетчика оказались лучше, чем в случае одной нити, было вызвано тем, что счетчик применялся в магнитном поле. Спектрометрические и-онка вылились четыре нити (нижром) толщиной  $50 \mu\text{м}$ . Использование четырех нитей валось из коллодия ( $150 \text{ мкг/см}^2$ ), запыленного золотом ( $100 \text{ мкг/см}^2$ ). Анодом счет-Пропорциональный счетчик имел глубину  $5 \text{ мм}$ . Вакуумное входное окно изготовили-спектрометрирование протонов.

Эксперименты проводились на внутреннем пучке  $300$ -сантиметрового циклотрона тяжелых ионов ОИЯИ. Мишень в виде металлического слоя  $\text{Mo}$  ( $\approx 1,5 \text{ мкг/см}^2$ ) на-мелкой подложке ( $\approx 2,5 \mu\text{м}$ ) получалась электроосаждением из водного раствора молиб-деновой кислоты в присутствии натриевой и аммониевой солей уксусной кислоты. Ис-пользовалась специальная пробка, подробно описанная в [8]. Радиактивные продукты ре-акция вылетали из мишени, тормозились в алюминиевом сборнике ( $8 \mu\text{м}$ ) и периферически переносились (за время  $\approx 0,2 \text{ сек}$ ) к спектрометру заряженных частиц. Спектрометр пред-ставлен из себя телескоп, состоящий из плоского пропорционального счетчика (для опре-деления удельной ионизации) и кремниевого поверхностно-барьерного детектора (для из-мерения полной энергии). Такая система позволяла проводить наложное выделение и

## II. Экспериментальная методика

1/3/ ния наших результатов, представленных в [8]. Кроме того, нас интересовало выяснение противоречия с результатами работы А. Сиволы [4].

ного выхода использовался для открывания третьих ворот, пропускавших для анализа в основном только протонные импульсы. На калибровочном  $\alpha$ -препарате было установлено, что в протонный канал попадает не более  $10^{-3}$  от числа  $\alpha$ -частиц. Такой высокий коэффициент разделения позволил четко выделять протоны. В качестве анализаторов использовались АИ-256, применявшиеся либо во время - амплитудном режиме, либо в амплитудном режиме.

Первые ворота блокировались в момент подачи напряжения на дуэты. Частота модуляции напряжения на дуэтах была  $\approx 100$  Hz. Кроме того, эти же ворота блокировались на время перемещения сборника от мишени к телескопу ( $\approx 0,2$  сек). Импульс, соответствующий концу перемещения, служил стартовым для запуска анализатора.

Контроль за работой всей установки и калибровка проводились путем измерения спектра  $\alpha$ -частиц  $\text{Pu}^{238}$ . Препарат  $\text{Pu}^{238}$  с помощью специального устройства периодически подносился к спектрометру. Для измерения фона между сборником ядер отдачи и спектрометром помещалась фольга из  $\text{Al}$  толщиной  $250 \mu$ .

### III. Экспериментальные результаты

На рис. 2 показана одна из кривых распада протонной активности, полученная при облучении  $\text{Mo}^{92}$  ионами  $\text{Ne}^{20}$ . Фон, составляющий  $\approx 1,5$  имп. на временной канал, вычтен. В результате анализа этой кривой выделяются две экспоненты, отвечающие периодам полураспада  $(4,2 \pm 0,2)$  сек и  $(13 \pm 2)$  сек<sup>x/</sup>.

На рис. 3 приведен спектр этих двух излучателей. В этом опыте между мишенью и сборником помещалась фольга из  $\text{Al}$  толщиной  $\approx 3 \mu$  для замедления ядер отдачи. В качестве сборника для уменьшения толщины слоя сборника, в котором останавливаются ядра, использовалась алюминиевая фольга толщиной  $\approx 1,7 \mu$ . Сборник перемещался от мишени к спектрометру каждые 8 сек. При расчете энергий, указанных на рис. 3, учитывалось торможение протонов до попадания в  $\text{Si}$ -детектор. Необходимо заметить, что основной вклад в приведенный спектр приходится на долю первого излучателя. Только 6-7% от общего числа импульсов следует отнести ко второму изотопу.

Результаты опытов по измерению сечений для образования протонных излучателей в реакции  $\text{Mo}^{92} + \text{Ne}^{20}$  показаны на рис. 4. Энергия пучка устанавливалась выбором рабочего радиуса, либо помещением поглотителя перед мишенью. Неточность в определении энергии, связанная с конечной толщиной мишени, монохроматичностью пучка, равна  $\pm 4,5$  Мэв. Указанные на рис. 4 ошибки в величине сечения - только статистические. Точность измерения абсолютных сечений 50-70%, что связано с погрешностями в излучении потока ионов, толщины мишени, эффективности счета.

x/ Анализ кривой проводился с помощью счетно-решающей машины.

этой работе было показано, что величины  $\frac{x}{T_1}$  и  $\frac{Q_x}{T_1}$  группировались около некоторого значения. В функции возбуждения для изотопов  $T_1$  и  $T_2$  в реакциях с тяжелыми ионами. В аэрии экспериментальными данными Александра и Симонова, которые измеряли те с тем его оценка расчетным путем весьма неопределенна. В связи с этим воспользуются энергия, уносимая  $\gamma$ -лучами. Последний член имеет существенное значение, вместе с тем  $Q_x$  - порог реакции,  $T_1$  - средняя температура в каскаде испарения,  $E_{\gamma}$  -

$$(E_{\max})_{\text{п.м.}} = Q_x + Q_x + E_{\gamma} = 2 \frac{1}{2} T_1 + E_{\gamma}$$

троем определяется следующим образом:  
 2. Воспользуемся данными о функциях возбуждения  $\rho$  - излучателей для их идентификации. Положение максимума функции возбуждения для реакции с вылетом  $x$  ней-

тронам определяется следующим образом:  
 поскольку использовались мишени разного изотопического состава, отличающиеся от истинных. Результаты такого усреднения оказались неодинаковыми, вале изменения активности, поэтому получены некоторые усредненные значения периодов. В этих работах анализ кривых распада проводился в недостаточном широком интер-

показано в упомянутых работах.  
 ных излучателей в районе температуры оказалась значительно больше и сложнее, чем это предыдущими экспериментальными данными и данными Симонова. Картина протон-  
 1. Напоказанные выше результаты легко объяснить противоречие между нашими

#### IV. Обсуждение результатов

Функция возбуждения  $18$ -секундного излучателя была снята для реакции  $\text{No} + \text{No}^{22}$  (на рисунке 4 она показана пунктирной линией). Максимальный выход этого изотопа от-  
 22  
 20  
 18  
 16  
 14  
 12  
 10  
 8  
 6  
 4  
 2  
 0  
 0 20 40 60 80 100  
 № 85 Мэв. Исно, что он не может образоваться с заметной вероят-  
 ностью в реакции  $\text{No} + \text{No}^{20}$

значение уменьшилось примерно в 4 раза.  
 энергий в соответствии с увеличением числа вылетевших нейтронов. Максимальное се-  
 Функция возбуждения для  $4$ -секундного изотопа сместилась в сторону больших

поводу рис. 4.

На рис. 6 приведены результаты измерения выходов  $\rho$  - излучателей в реакции  
 20  
 18  
 16  
 14  
 12  
 10  
 8  
 6  
 4  
 2  
 0  
 0 20 40 60 80 100  
 № 84 + № 20  
 Относительно этих данных можно сделать те же замечания, что и по

лучатель.

ли ионов  $\approx 100$  Мэв. При этой энергии образуется главным образом  $18$ -секундный из-  
 более высокий выход, чем второй. На рис. 5 показана кривая распада, снятая при энер-  
 и  $80$ - $80$  сек. Особенно четко проявляется первый излучатель, имеющий в десятках рас-  
 тых выше, было установлено образование изотопов с периодами полураспада  $18 \pm 0,7$  сек  
 20  
 18  
 16  
 14  
 12  
 10  
 8  
 6  
 4  
 2  
 0  
 0 20 40 60 80 100  
 № 84  
 Были проведены опыты облучения  $\text{No}^{84}$  ионами  $\text{No}^{20}$ . Помимо излучателей, упомяну-

ния и слабо зависят от  $x$ . Для изотопов Dy эта величина оказалась равной  $(5 - 5,5)$  Мэв. Однако для реакций, приводящих к  $Tb^{149}$  в основном состоянии,  $\frac{\sigma_x}{x} = 3$  Мэв. Это связано с эффектом экранировки  $Tb^{149}$  изомерным состоянием с высоким спином. Распад состояний составного ядра с большим угловым моментом, обуславливающим появление члена  $E_\gamma$ , приводит к изомерному состоянию  $Tb^{149}$ . Основное состояние  $Tb^{149}$  возникает главным образом в результате распада составных ядер с малой энергией вращения. Это означает, что при идентификации неизвестных ядер по положению максимума функции возбуждения нужно иметь в виду возможность существования экранирующего изомера. Заметим также, что в области изотопов теллура величина  $\frac{(E_{\max} - Q)_x}{x}$  должна быть несколько больше, чем для редких земель, за счет увеличения температуры и средней энергии вращения.

Для подсчета  $\frac{\sigma_x}{x}$  экспериментальные сечения были отнормированы на полное сечение, рассчитанное в соответствии с работой /8/.  $Q_x$  — находилось по таблицам масс Камерона. Остановимся на излучателе с  $T_{1/2} = 4,2$  сек. Рассмотрим два возможных варианта идентификации:  $Te^{108}$  и  $Te^{109}$  (реакции с испусканием 4 и 3 нейтронов на  $Mo^{92}$ ). Первому варианту отвечает  $\frac{\sigma_4}{4} = (1,4 + 1)$  Мэв, второму —  $\frac{\sigma_3}{3} = (5,3 + 1,3)$  Мэв. Первая величина представляется слишком малой, если исключить существование у  $Te^{108}$  экранирующего изомерного состояния. Для второго варианта величина  $\frac{\sigma_x}{x}$  близка к ожидаемой в отсутствие эффекта экранировки основного состояния. Поэтому мы склонны считать, что 4,2-секундный излучатель является  $Te^{109}$ , а не  $Te^{108}$ , хотя, строго говоря, нельзя окончательно исключить  $Te^{108}$ .

Было проведено аналогичное рассмотрение с 19-секундным излучателем. Исходя из положения максимума функции возбуждения этого ядра, рассчитали значения  $\frac{\sigma_x}{x}$  для различных возможных реакций. Для случая испарения только нейтронов наиболее подходящей является реакция с испарением трех нейтронов  $Mo^{94} (Ne^{20}, 3n) Te^{111}$ . В этом случае  $\frac{\sigma_3}{3} = 4,5 + 1,5$ ; для  $x = 4 (Te^{110})$  получаем  $\frac{\sigma_4}{4} = 0,5 + 1,0$ . Таким образом, наиболее вероятно, что этот излучатель является  $Te^{111}$ .

Реакции с испусканием протона и нейтронов в интересующей нас области энергий приводят к изотопам Sb, которые, согласно данным известных сейчас расчетных таблиц масс, не обладают свойствами, необходимыми для появления p-излучателей с нужными свойствами. Идентификация 13-секундных и (60-80)-секундных излучателей пока затруднительна из-за малого их выхода. По-видимому, первый изотоп — это  $Sb^{108}$ .

3. Обращает на себя внимание малая величина абсолютного сечения реакций. Ясно, что сечение должно быть существенно меньше полного вследствие конкуренции между испарением протонов (имеющих малую энергию связи) и нейтронов (с энергией связи 10-12 Мэв). Однако оценки, которые неоднократно проводились рядом авторов ранее, давали величины не меньше миллибарна. В этих оценках не учитывались два фак-

Нами были проведены оценки величины  $\Gamma_\gamma$  ( для коша испарительного каска-ла) и выходов реактив, приводящих к еще более пересыщенным протонам ядра. Это было сделано путем определения  $(\Gamma_\gamma)$  для соответствующих промежуточных ядер. Предполагалось, что  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_p$ . Известно, что  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \approx \frac{Z}{N} \exp[-\frac{V_n - V_p - \Delta V}{kT}]$ ;

$$(2) \quad \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} = 0,15 \cdot \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)^{114} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)^{118}.$$

№ 84 ( № 20, 5n ) :

Сравнение выходов  $T_{e109}$  при облучении № 82 и № 84 позволяет определить произведение относительных нейтронных ширин для первых двух ступеней реакции частиц. Действие последнего фактора, по-видимому, существенно занижает сечение  $\sigma_{\beta^+}$  -сечение реакции в отсутствие конкуренции со стороны испарения заряженных

$$(1) \quad \sigma(xn) = \sigma_{\beta^+} \left( \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \right)^{114} \left( \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \right)^{118} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}.$$

ние для сечения реакции с вылетом  $x$  нейтронов следует писать в виде:  
 лет испарения протона, будет определяться величиной  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$ . Таким образом, выраже-  
 гия связь протона невелика. На этом этапе реакция вероятностно того, что не произой-  
 плотности конечных состояний, однако  $\Gamma_p$  может оказаться значительным, т.к. энер-  
 мерно на энергию связь нейтрона.  $\Gamma_n$  для этого состояния мало за счет малой  
 ядро оказывается в состоянии, энергия которого превышает энергию "вращения" при-  
 с высоким угловым моментом (см., например,  $2/1$ ) следует, что после вылета нейтронов  
 протонов на последнем этапе реакции. На общей картине распада составного ядра  
 Второе обстоятельство связано с конкуренцией между  $\gamma$ -излучением и вылетом

отбора при  $\beta$ -распаде число проявившихся уровней будет меньше, чем в реакции (d, p).  
 тина, вероятно, будет близкой. Хотя следует отметить, что за счет действия правли  
 проявляются нейтронные уровни. Нас интересуют уровни 51-го протона. Для него кар-  
 = 200 кэВ. Это ядро имеет 51 нейтрон, при данном способе возбуждения в основном  
 энергии около 4 Мэв расстояние между уровнями, возбуждаемыми в реакции (d, p),  
 состояния. Такое положение представляется разумным. Так, к примеру, для  $Z=8$  при  
 из предположения, что наблюдаемый спектр протонов обязан распадаться на пять отдельных  
 пусканию протонов. При этом мы использовали таблицы масс Кармерона  $1/8$  и исходили  
 ние. По нашей оценке, примерно в 20% случаев распад  $T_{e109}$  будет приводить к ис-  
 энергии меньше 2,5 Мэв сильно подавлен радиационным переходом в основное состоя-  
 материнского ядра приводит к протонно-нейтронным состояниям. Вылет протонов с  
 тора, уменьшающих выход  $\beta^+$ -излучателя. Во-первых, не все случаи  $\beta^+$ -распада



$V_p$  — кулоновский барьер. Значение коэффициента  $a$  неизвестно достаточно точно, особенно для азрашающихся составных ядер. Поэтому мы пытались провести оценки так, чтобы исключить член  $\exp\left(\frac{aV_p}{T}\right)$ . Было использовано выражение

$$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)_{A_1} : \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)_{A_2} = \exp\left[\frac{\Delta B_n - \Delta B_p}{T}\right] \quad (3)$$

для ядер с массами  $A_1$  и  $A_2$  при температуре  $T$

( $\Delta B_n = (B_n)_{A_2} - (B_n)_{A_1}$ ,  $\Delta B_p = (B_p)_{A_2} - (B_p)_{A_1}$  — по таблицам масс Камерона). При определении этого отношения для двух соседних ступеней нейтронного каскада применялось некоторое среднее значение температуры  $T$ , причем оценивалась точность такого приближения. Таким образом, используя соотношения (2) и (3), мы определили  $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)_1$  для всех ступеней реакции  $Mo^{94}(Ne, 5n)Te^{109}$ . Из соотношения (1), пользуясь расчетным значением  $\sigma \approx 18$ , мы нашли, что  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \approx 0,05$ . Поскольку фактическое значение сечения образования составного ядра, вероятно, меньше  $\sigma_0$  (за счет "прямых" реакций при краевых соударениях), величина  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$  несколько больше ( $\approx 0,1$ ). Точность оценки  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$  определяется точностью измерения сечения.

Мы воспользовались также соотношением (3) при расчете  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$  в реакциях  $Mo^{92}(Ne, 4-6n)Te^{108-106}$ . При оценке сечений применялось соотношение

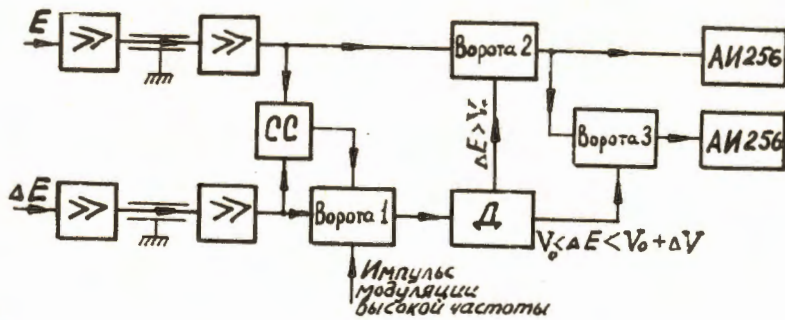
$$\sigma(xn) \approx \left[ \sigma_{Te^{109}}(5n) \cdot \frac{\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p} \prod_{i=1}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)_i}{\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)_0 \prod_{i=1}^6 \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}\right)_i} \right]$$

Полученные значения сечений реакций показаны на рис. 7. Крестиками обозначены значения, полученные при условии, что  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$  одинаково для всех реакций. Кружками показаны сечения, рассчитанные с учетом уменьшения  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_p}$  по мере уменьшения энергии связи протона. Полагалось, что  $\Gamma_n$  не изменяется, а  $\Gamma_p = \exp\left(-\frac{B_p}{T}\right)$ , то есть  $\frac{\Gamma_p A_1}{\Gamma_p A_2} = \exp\left(\frac{\Delta B_p}{T}\right)$ . В этих расчетах было принято  $T = 0,8$  МэВ.

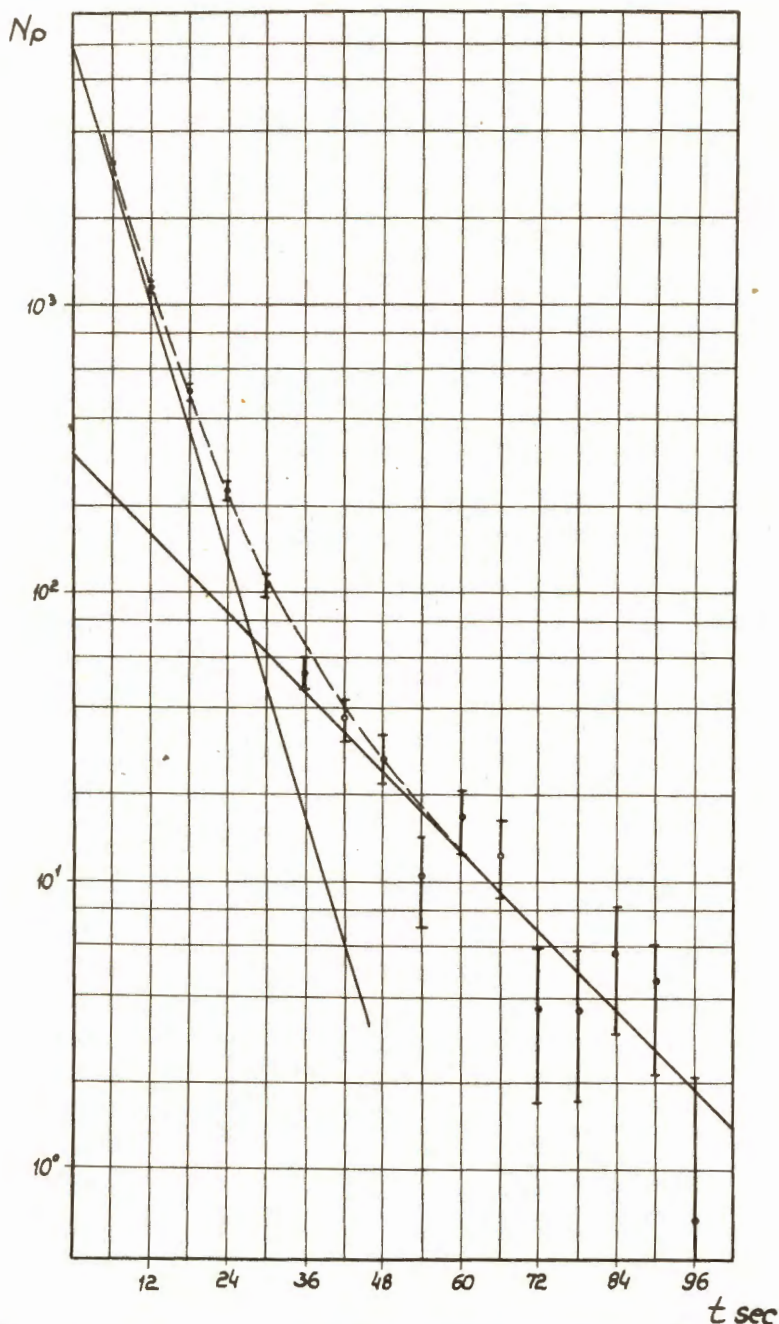
Авторы благодарят члена-корреспондента АН СССР Г.Н. Флорова за постоянное внимание к работе, профессора Р.Е. Белла за полезное обсуждение. Авторы благодарны также Н.А. Данилову и В.П. Суворову за помощь при проведении экспериментов и А.Н. Филипсону и руководимой им группе за обеспечение бесперебойной работы ускорителя.

1. R. McPherson, R. A. Esterlund, A. M. Poskanzer, R. L. Reeder. *Препринт* BNL 9399. Phys.Rev. (in press).
2. G. N. Flerov, V. A. Kartaukhov. *Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucl.* Paris, 2-8, Juillet 1964. Vol. 4, p. 373-415.
3. B. A. Kapanyan, I. M. Tep-Akopyan, L. A. Petrop, B. L. Cybottan. *ЯФ*, 1, 812 (1985).
4. A. T. Silvola. *Phys.Rev.Letters*, 14, № 5, 142 (1965).
5. G. N. Flerov, V. A. Kartaukhov, G. M. Ter-Akopyan, L. A. Petrov, V. G. Subbotin. *Nuclear Phys.*, 60, 129 (1964).
6. S. M. J. Kayck, I. F. Yntema. *Journal of the Electrochemical Society*, 96, № 1, 48 (1949).
7. J. M. Alexander, G. N. Simonoff. *Phys.Rev.*, 133, B104 (1964).
8. B. B. Babkov. *Препринт ОИЯИ*, P-1351, Дубна, 1983.
9. A. G. W. Cameron. *Can. Journ. Phys.*, 35, 1021 (1957).
10. J. R. Gower. *Phys.Rev.*, 127, 2142 (1962).
11. H. J. Martin, M. Sampson. *R.Preston. Phys.Rev.*, 125, 942 (1962).

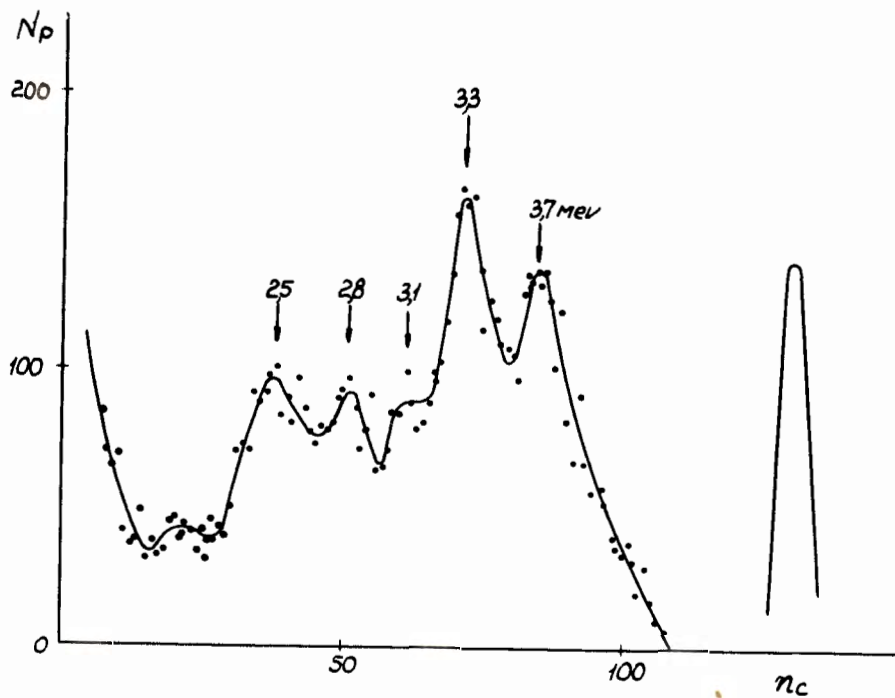
Руконисч постыпила в канцелярскнй отдел  
25 декабря 1985 г.



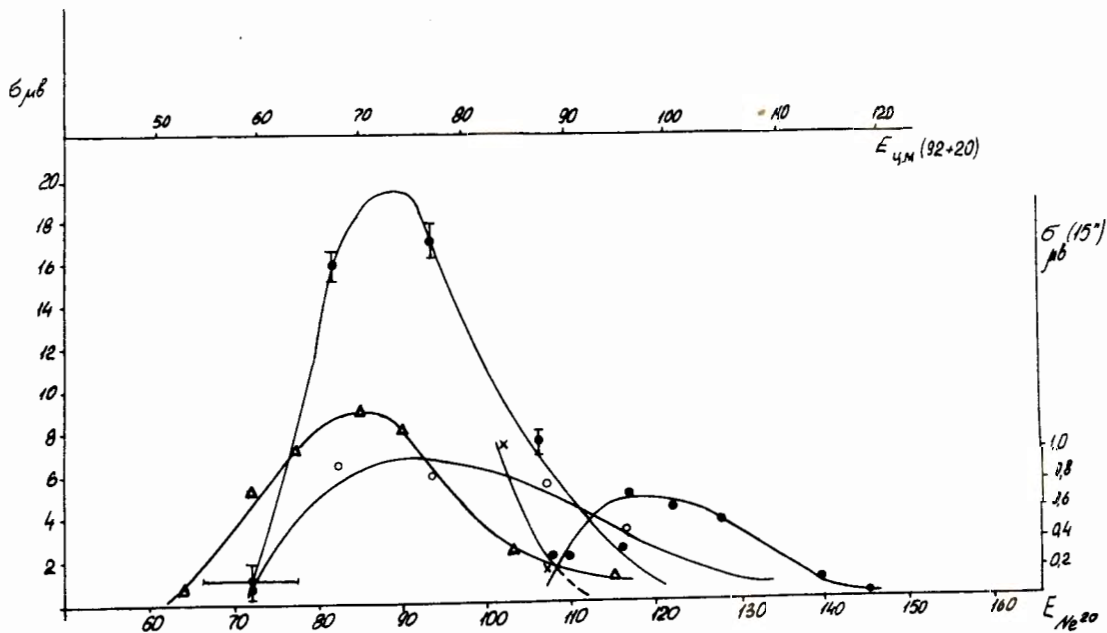
Р и с. 1. Блок-схема электронной аппаратуры.



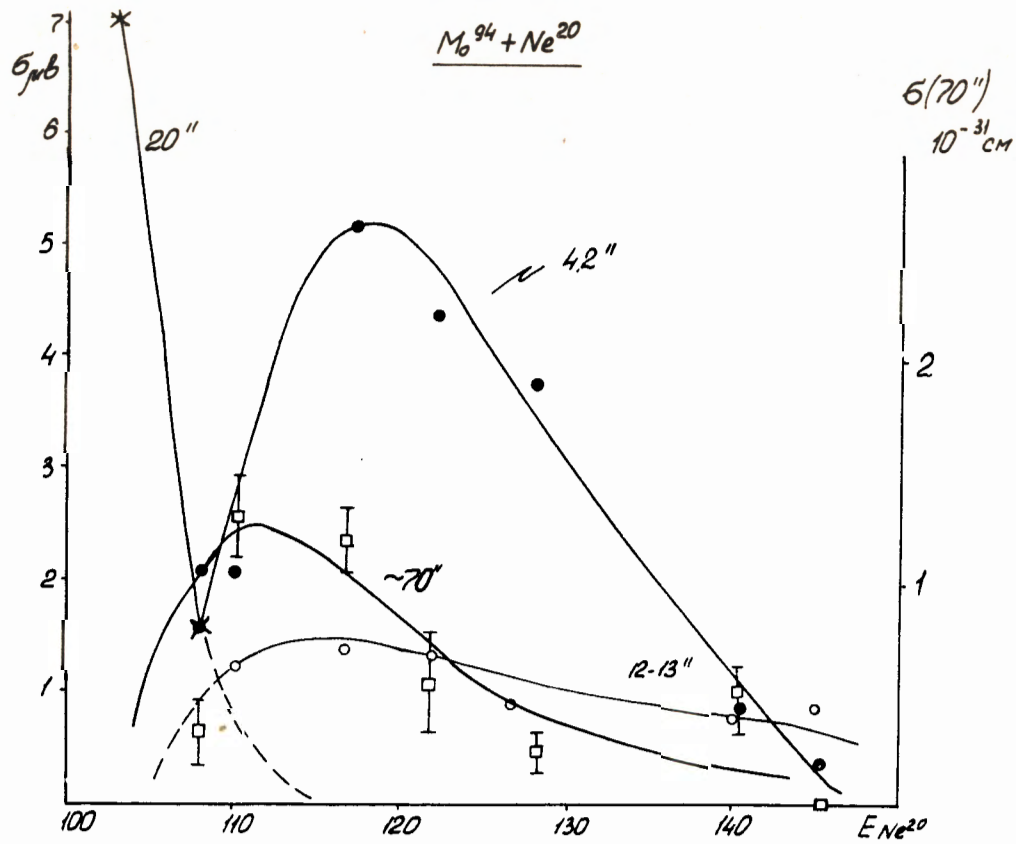
Р и с. 2. Кривая распада протонной активности в реакции  $\text{Mo}^{92} + \text{Ne}^{30}$   
 ( $E_{\text{лаб}} = 90 \text{ МэВ}$ ).



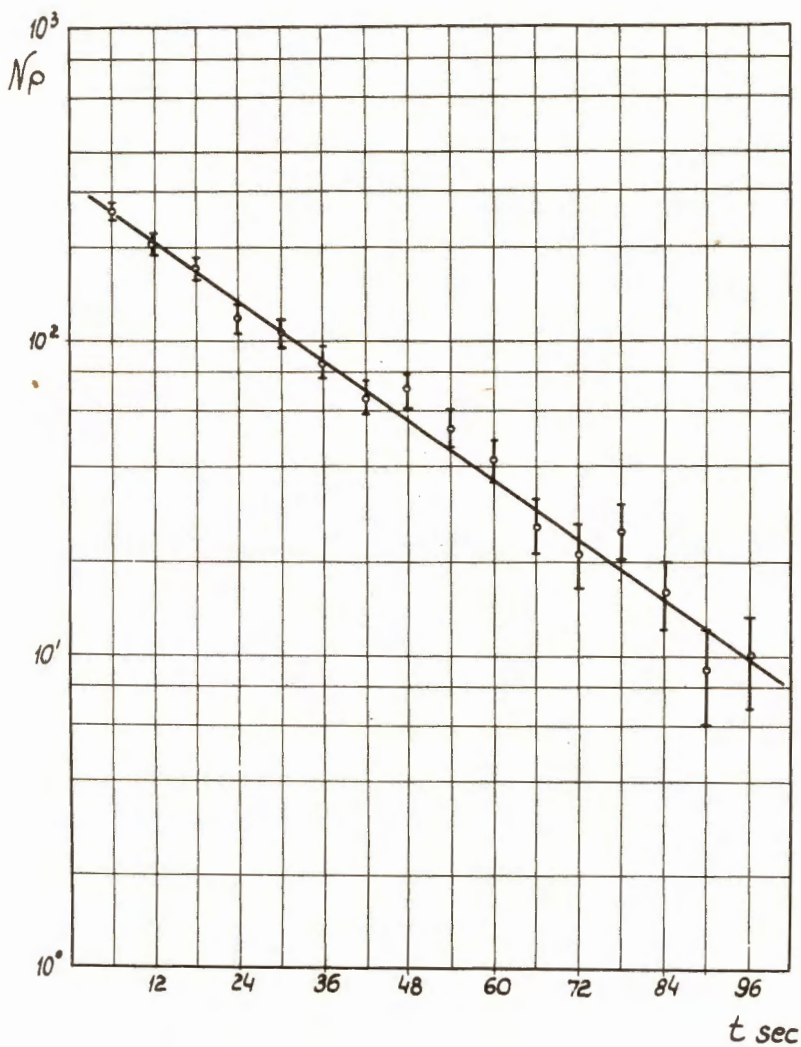
Р и с. 3. Спектр запаздывающих протонов в реакции  $\text{Mo}^{92} + \text{Ne}^{20}$ . Справа-калибровочная линия  $\alpha$ -частиц (5,5 МэВ).



Р и с. 4. Кривые выхода протонных активностей:  $\bullet$  -  $T_{1/2} = 4,2$  сек, реакция  $\text{Mo}^{92} + \text{Ne}^{20}$ .  $\circ$  -  $T_{1/2} = 13$  сек, реакция  $\text{Mo}^{92} + \text{Ne}^{20}$ .  $\bullet$  -  $T_{1/2} = 4,2$  сек, реакция  $\text{Mo}^{94} + \text{Ne}^{20}$ .  $\times$  -  $T_{1/2} = 19$  сек, реакция  $\text{Mo}^{94} + \text{Ne}^{22}$ .  $\triangle$  -  $T_{1/2} = 19$  сек, реакция  $\text{Mo}^{92} + \text{Ne}^{22}$ .

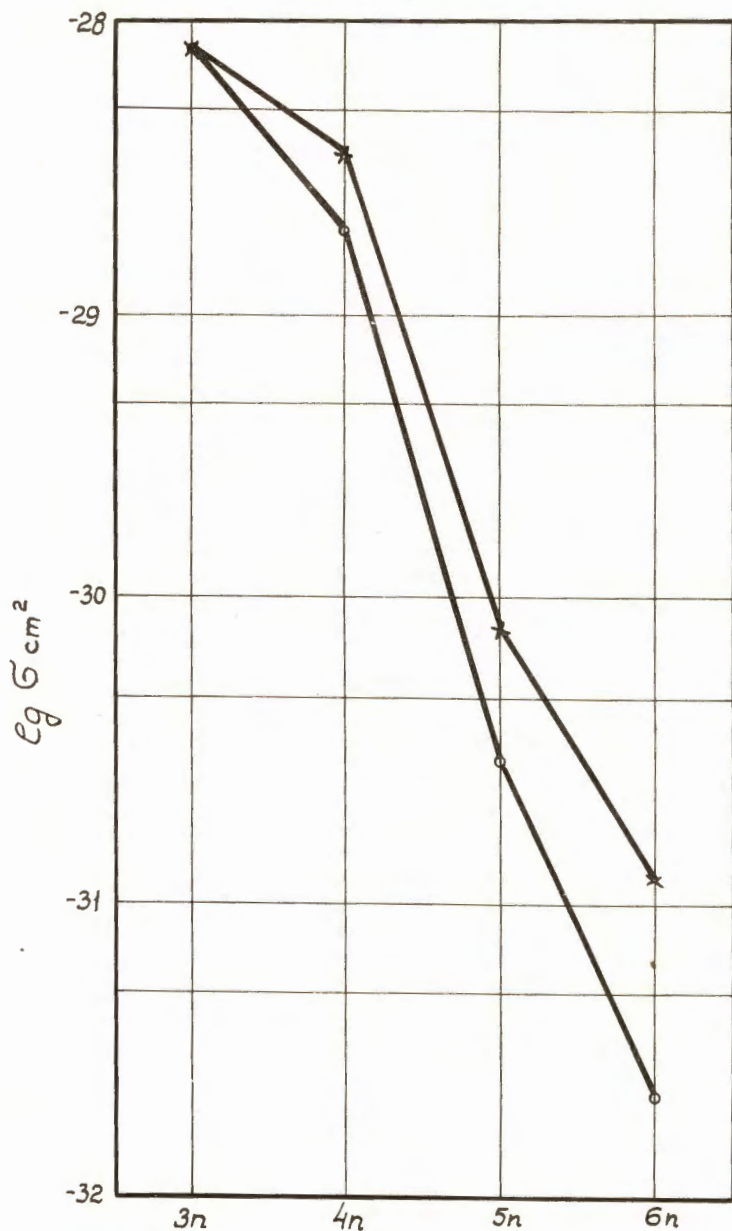


Р и с. 5. Кривые выхода протонных активностей при облучении  $\text{Mo}^{94}$  ионами  $\text{Ne}^{20}$



Р и с. 6. Распад протонной активности в реакции  $Mo^{94} + Ne^{20}$  ( $E_{\text{лаб}} = 100$  МэВ).





Р и с. 7. Расчетные значения поперечного сечения реакции  $\text{Mo}^{92} (\text{Ne}^{20}, 4-6n)$ . Поперечное сечение реакции  $\text{Mo}^{92} (\text{Ne}^{20}, 3n) \rightarrow \text{Te}^{109}$  отнормировано с учетом ветвей распада, не приводящих к вылету протонов. Верхняя кривая проведена для  $(\Gamma_\gamma/\Gamma_p) = \text{const}$ . Нижняя — учитывает уменьшение  $(\Gamma_\gamma/\Gamma_p)$  за счет увеличения  $\Gamma_p$  по мере роста избытка протонов.