

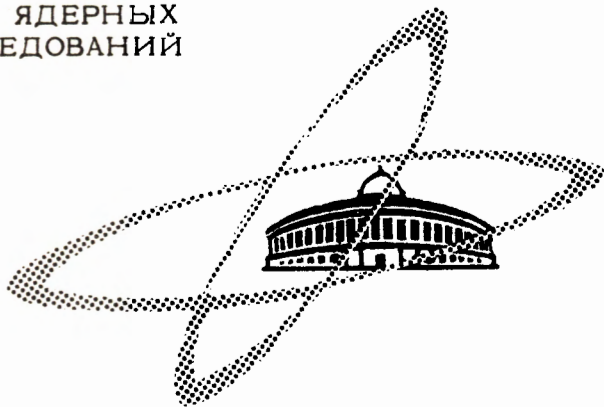
С 346.6
В-176

Мисс. Phys., 1966, v. 87, n. 1, p. 81-87 ^{14/VIII-68} ✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2218



Ван Чэн-пэн, И. Левенберг, В. Покровский,
Л. Тарасова, И. Ютландов

РЕАКЦИИ (p, pn) , $(p, 2n)$ И
 (p, n) НА ^{89}Y ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

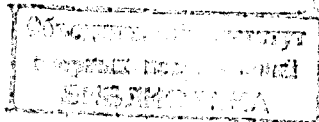
1965

P-2218

Ван Чэн-пэн, И. Левенберг, В. Покровский,
Л. Тарасова, И. Югладов

РЕАКЦИИ (p , p n) , (p , 2 n) И
(p , n) НА ^{89}Y ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в "Nuclear Physics"



ар. 3443/2

Настоящая работа является продолжением цикла исследований ^{/1,2/} по изучению простых ядерных реакций на сложных ядрах и влияния на них структуры ядра-мишени. В качестве объекта исследования было выбрано "магическое" ядро ${}_{89}^{89}\text{Y}$.

1. Техника эксперимента

1.1. Мишень и условия облучения

Мишень представляла собой спрессованную из окиси иттрия прямоугольную таблетку (15 x 4 x 1 мм³).

При проверке чистоты исходного материала предполагалось, что наиболее вероятными примесями в Y могут быть редкоземельные элементы. В этом случае в облученной мишени должны присутствовать продукты их расщепления. Контрольные эксперименты показали отсутствие заметных количеств радиоактивного бария в облученных образцах иттрия. Это позволило нам считать, что содержанием тяжелых примесей в веществе мишени можно пренебречь.

Условия облучения и мониторингования пучка были такими же, как в предыдущих работах ^{/1,2/}.

1.2. Химическая обработка мишени

Облученная мишень растворялась в концентрированной HCl в присутствии носителя Zr. Раствор разбавлялся до ≈ 1 N по HCl, после чего Zr осаждался 10% раствором фениларсоновой кислоты в 6 N HCl. Дальнейшие операции сводились к следующему:

Ц и р к о н и й. Осадок фениларсоната циркония тщательно промывался 1 N HCl, содержащей 0,1% фениларсоновой кислоты, после чего обрабатывался 10% раствором NaOH. Образовавшаяся при этом гидроокись циркония промывалась 0,5% раствором NaOH, растворялась в горячей концентрированной HCl и оставлялась на 7 суток. За это время легкие изотопы ^{86,87}Zr полностью распадались, а накопившиеся дочерние изотопы Y удалялись в ходе дальнейшей очистки. Она заключалась в двукратном осаждении фторида лантана из азотнокислого раствора циркония и затем - фтороцирконата бария. Окончательно цирконий осаждался в виде гидроокиси, отфильтровыв-

вался на диск фильтровальной бумаги и высушивался. Химический выход определялся по окончании измерений путем прокаливания осадка в платиновом тигле при $\approx 1100^\circ\text{C}$ и взвешивания в виде ZrO_2 .

И т т р и й. Из раствора, содержащего иттрий, еще раз осаждался фениларсонат циркония. Осадок центрифугировался и отбрасывался. Раствор делался $\approx 2\text{N}$ по HNO_3 , к нему прибавлялось несколько мг Zr (в качестве удерживающего носителя), после чего с помощью 4N HF осаждался фторид иттрия. Осадок промывался 5N HF и растворялся в концентрированной HNO_3 , насыщенной H_2BO_3 . Из полученного раствора иттрий осаждался в виде гидроксида с помощью NH_4OH . Окончательная очистка, проводившаяся спустя 20 дней^{x/}, заключалась в экстракции иттрия из концентрированной HNO_3 трибутилфосфатом и рекстракции водой и осаждении гидроксида иттрия с помощью NH_4OH . Осадок $\text{Y}(\text{OH})_3$ отфильтровывался на диск фильтровальной бумаги и высушивался. Химический выход определялся по окончании измерений путем прокаливания осадка в платиновом тигле при $\approx 800^\circ\text{C}$ и взвешивания в виде Y_2O_3 .

В обоих случаях в измеряемых препаратах не было обнаружено посторонних радиоактивных примесей.

1.3. Измерения активности

Измерения активности продуктов реакций проводились на сцинтилляционном γ -спектрометре^{/1/}. Основные характеристики изотопов^{/3-5/}, использованные для вычисления сечений образования, приведены в таблице 1.

При измерениях активности ^{89}Zr учитывалось накопление ^{88}Y за счет распада ^{88}Zr (т.к. γ -линии с энергиями 908 и 913 кэВ прибором не разрешаются). При измерениях ^{88}Y оно не учитывалось, поскольку длительность облучения была невелика (≤ 30 мин), а разделение Y и Zr проводилось сразу после конца облучения.

II. Экспериментальные результаты

Величины сечений реакций $^{89}\text{Y}(\text{p},\text{p}\alpha)$, $^{89}\text{Y}(\text{p},2\text{n})$ и $^{89}\text{Y}(\text{p},\text{n})$ в миллибарнах приведены в таблице 2. Там же даны сечения мониторинговой реакции $^{27}\text{Al}(\text{p},3\text{p})^{24}\text{Na}$, взятые из последнего обзора Кумминга^{/7/}.

Указанные величины сечений представляют собой средние из 3-4 определений, а ошибки - стандартные среднеквадратичные отклонения, вычисленные из разброса экспе-

^{x/} За это время распадались все более короткоживущие изотопы Y , что существенно упрощало измерения.

риментальных данных. Возможные систематические погрешности составляют, по нашей оценке, 10% для ^{88}Y и 15% для ^{88}Zr и ^{89}Zr . В эти оценки не включены погрешности, связанные с сечениями мониторинговой реакции и принятыми схемами распада.

Т а б л и ц а 1
Характеристики изотопов

Ядро	Период полу-распада	Энергии характерных γ -линий (кэВ)	Число γ -квантов на распад (%)
^{24}Na	15.0 час.	1368	100
^{88}Y	108 дн	908 1853	93,5 ^{/6/} 99,5
^{88}Zr	85 дн	394	100
^{89}Zr	79 час	913	100

Сечения реакции (p, n) могут быть несколько занижены, т.к. ^{89}Zr имеет короткоживущее изомерное состояние, которое в 7% случаев распадается, минуя основное. Ввиду того, что соотношение сечений образования ^{89}Zr и $^{89\text{m}}\text{Zr}$ неизвестно, введение поправки невозможно. Однако в любом случае она не превышает 7%, а скорее всего, меньше этой величины.

III. Обсуждение результатов

III.1. Реакция ($\text{p}, \text{p}\alpha$)

На рис. 1^{x/} изображена функция возбуждения реакции $^{89}\text{Y}(\text{p}, \text{p}\alpha)$. Она обнаруживает типичное для рассматриваемых реакций поведение: начиная с $E_p = 200$ МэВ $\sigma_{\text{p},\text{p}\alpha}$ слабо зависит от энергии протонов.

На том же рисунке приведены данные о $\sigma_{\text{p},\text{p}\alpha}$ из работ Каретто и др.^{/8/} и Гусакова^{/8/}. Результаты работы^{/8/} здесь и далее пересчитаны на принятые нами значения сечений мониторинговой реакции. Полученные таким образом величины $\sigma_{\text{p},\text{p}\alpha}$ достаточно хорошо согласуются с нашими данными.

^{x/} На всех рисунках данные настоящей работы приведены с указанием только статистической ошибки.

Таблица 2
Сечения реакций на ^{89}Y .

E_p (МэВ)	120	200	300	400	500	600	670
$^{89}\text{Y} (p, p\alpha)$	95,5 \pm 3	73,7 \pm 2,5	67,7 \pm 1,0	66,1 \pm 2,8	66,1 \pm 1,8	63,0 \pm 1,4	62,0 \pm 0,9
$^{89}\text{Y} (p, 2n)$	15,0 \pm 1,0	11,0 \pm 0,2	7,7 \pm 0,2	5,9 \pm 0,2	4,8 \pm 0,2	3,2 \pm 0,1	3,1 \pm 0,2
$^{89}\text{Y} (p, n)$	5,80 \pm 0,3	4,20 \pm 0,1	3,05 \pm 0,1	2,35 \pm 0,05	2,05 \pm 0,2	1,50 \pm 0,05	1,50 \pm 0,1
$^{27}\text{Al} (p, 3pn)$	10,0	9,3	10,1	10,5	10,7	10,8	10,8

Результаты работы ^{/9/} показывают систематическое превышение над нашими. По-скольку принятые нами и Гусаковым значения сечений мониторинной реакции близки, причина расхождений в величинах $\sigma_{p, p\alpha}$ заключается, по-видимому, в том, что в работе ^{/9/} измерения сечений проводились без химического выделения продуктов реакций.

Как уже отмечалось ранее ^{/2/}, абсолютные величины $\sigma_{p, p\alpha}$ в данной области энергий оказываются близкими к рассчитанным по модели Беккоффа ^{/10/}. Эта модель исходит из предположения о прямом выбивании нейтрона с доступных уровней ядра-мишени. Считая в случае ^{89}Y доступными ^{/11/} уровнями $1g_{7/2} (10)$, $2p_{1/2} (2)$, $1f_{5/2} (6)$ и $2p_{3/2} (4)$ (в скобках указано число нейтронов на каждом уровне), получаем для $E_p = 3$ ГэВ $\sigma_{p, p\alpha} = 63$ мб. Видно, что это значение также близко к экспериментальному.

III. 2. Реакции $(p, 2n)$ и (p, n)

На рис. 2 представлены функции возбуждения реакции $^{89}\text{Y} (p, 2n)$ и $^{89}\text{Y} (p, n)$, а также результаты Каретто и др. ^{/8/}.

Некоторые различия в величинах сечений реакции (p, n) могут, по-видимому, быть связаны с тем, что в работе ^{/8/} измерение активности осуществлялось на β -счетчике. Число же позитронов на распад ^{89}Zr , принимавшаяся ранее равным 20-25% ^{/4/}, по последним данным ^{/5/}, составляет 30%. Это вполне может объяснить наблюдающиеся расхождения в $\sigma_{p, n}$. К сожалению, авторы работы ^{/8/} не указывают принятую в их расчетах интенсивность позитронной компоненты.

Причины сильного расхождения в величинах $\sigma_{p, 2n}$ неясны.

В настоящее время принимается, что реакция $(p, 2n)$ протекает в две стадии: 1) зарядово-обменное взаимодействие типа реакции (p, n) , 2) последующее испарение нейтрона ^{/1,12/}. Вклад каскада $(p, 2N)$ в сечение реакции $(p, 2n)$ мал и, по оценке ^{/12/}, составляет несколько десятых долей мб. Эти представления, как уже упоминалось ранее ^{/1/}, хорошо согласуются со слабой энергетической зависимостью отношения $\sigma_{p, 2n} / \sigma_{p, n}$ для самых различных ядер (рис. 3).

Действительно, средняя энергия возбуждения остаточных ядер после каскада (p, N) мало зависит от энергии протонов ^{/18/}. Это приводит к слабой зависимости испарительной стадии реакции $(p, 2n)$ и, следовательно, отношения $\sigma_{p, 2n} / \sigma_{p, n}$ от E_p .

На первый взгляд, этому противоречат данные по ^{209}Bi ^{/17/}. Однако этот разброс связан, по-видимому, с экспериментальными ошибками. Так, например, если для $E_p = 480$ МэВ взять сечения реакций $(p, 2n)$ и (p, n) из сглаженных функций возбуждения, то отношение $\sigma_{p, 2n} / \sigma_{p, n}$ принимает значение $\approx 1,4$, т.е. очень близко к тому, что имеет место при 130 и 660 МэВ.

Обращает на себя внимание довольно тесная группировка величин отношений $\sigma_{p,2n} / \sigma_{p,n}$ в широком интервале массовых чисел. Очевидно, это связано с тем, что, судя по имеющимся экспериментальным данным, абсолютные величины $\sigma_{p,2n}$ и $\sigma_{p,n}$ сходным образом изменяются в зависимости от массового числа ядра-мишени. В качестве примера на рис. 4 приведены значения $\sigma_{p,2n}$ и $\sigma_{p,n}$ для различных ядер вблизи $E_p = 400$ Мэв. Из него видно, что увеличению $\sigma_{p,2n}$ соответствует увеличение $\sigma_{p,n}$ и наоборот.

В последнее время обсуждается предположение о существенном вкладе в сечение реакций $(p, 2n)$ и (p, n) механизма возбуждения аналоговых изобарных состояний (без изменения изотопического спина) (см., например, /12/). Сечение реакции $(p, 2n)$ вблизи $A \approx 90$ должно, согласно этому предположению, резко возрастать, что и наблюдается на опыте. Однако сечение реакции (p, n) , которое должно было бы убывать /12/, на самом деле проявляет тенденцию к возрастанию.

К сожалению, для уверенных выводов данных недостаточно. Однако заметные изменения $\sigma_{p,2n}$ и $\sigma_{p,n}$ в зависимости от массы ядра-мишени, по всей вероятности, связаны с влиянием структуры ядра на так называемую зарядово-обменную стадию взаимодействия.

Заметим, что энергетическая зависимость $\sigma_{p,n}$ для ^{89}Y практически совпадает с найденными для ^{45}Sc и ^{48}Ca , которые, как указывалось ранее /2/, при $E_p > 300$ Мэв идентичны энергетической зависимости дифференциального сечения элементарного $(p - p)$ -рассеяния на углы, близкие к 90° (л.с.).

Л и т е р а т у р а

1. I. Levenberg, V. Pokrovsky and I. Yutlandov. Nucl. Phys., 41, 504 (1963).
2. I. Levenberg, V. Pokrovsky., Rhen De Hou, L. Tarasova and I. Yutlandov. Nucl. Phys., 51, 673 (1964).
3. B. S. Dzhelepov and L. K. Peker. Schemes of Radioactive Nuclei. (AN SSSR, 1957).
4. D. Strominger, J. M. Hollander, G. T. Seaborg. Rev. Mod. Phys., 30, 585 (1958).
5. Nuclear Data Sheets. National Academy of Sciences.
6. J. I. Rhode, O. E. Johnson and W. G. Smith. Phys. Rev., 129, 815 (1963).
7. J. B. Cumming. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 261 (1963).
8. A. A. Caretto and E. O. Wiig. Phys. Rev., 115, 1238 (1959).
9. M. Gusakow. Ann. Phys. (Paris) 7, 67 (1962).
10. P. A. Benioff. Phys. Rev., 119, 324 (1960).
11. A. A. Ross, H. Mark and R. D. Lawson. Phys. Rev., 102, 1613 (1956).
12. J. R. Grover and A. A. Caretto. Ann. Rev. Nucl. Sci., 14, 51 (1964).
13. L. P. Remsberg and J. M. Miller. Phys. Rev., 130, 2069 (1963).

14. J. W. Meadows. Phys. Rev., 98, 744 (1955).

15. N. T. Porile. Phys. Rev., 125, 1739 (1962).

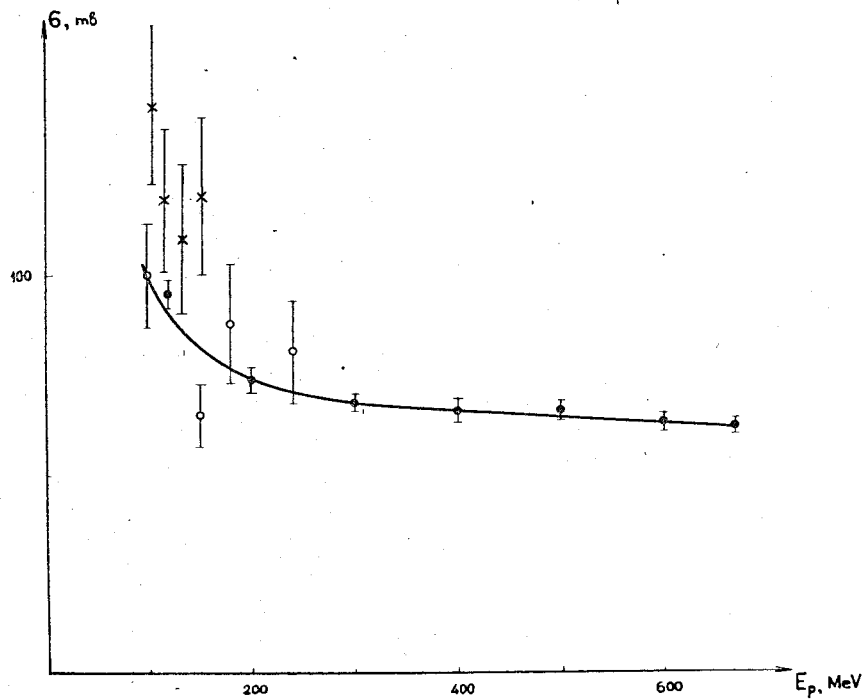
16. Н. Г. Зайцева, М. Я. Кузнецова, Мин Нам Бух и В. А. Халкин. ЖЭТФ, 43, 1672 (1962).

17. Б. Н. Беляев, А. В. Калямин и А. Н. Мурын. Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 823 (1963).

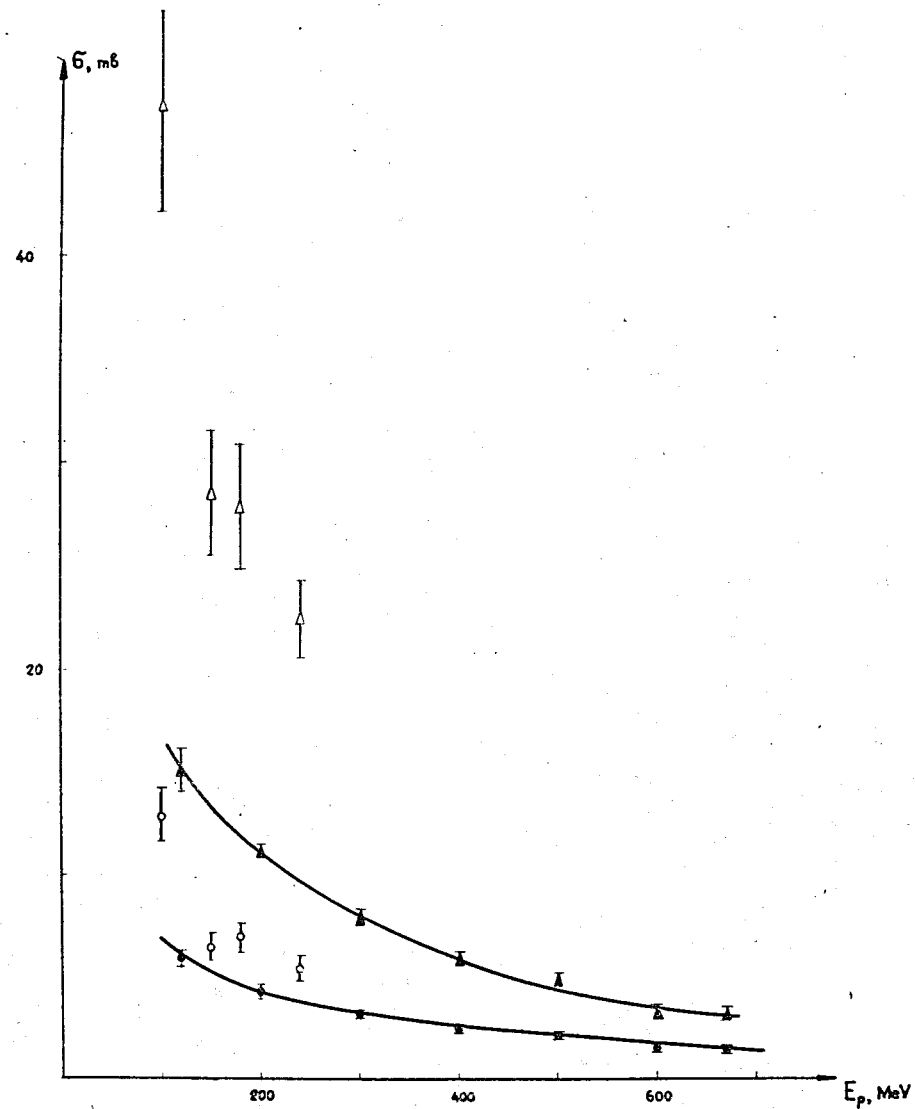
18. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J. M. Miller and G. Friedlander. Phys. Rev., 110, 185, 204 (1958).

19. P. P. Strohal and A. A. Caretto. Phys. Rev., 121, 1815 (1961).

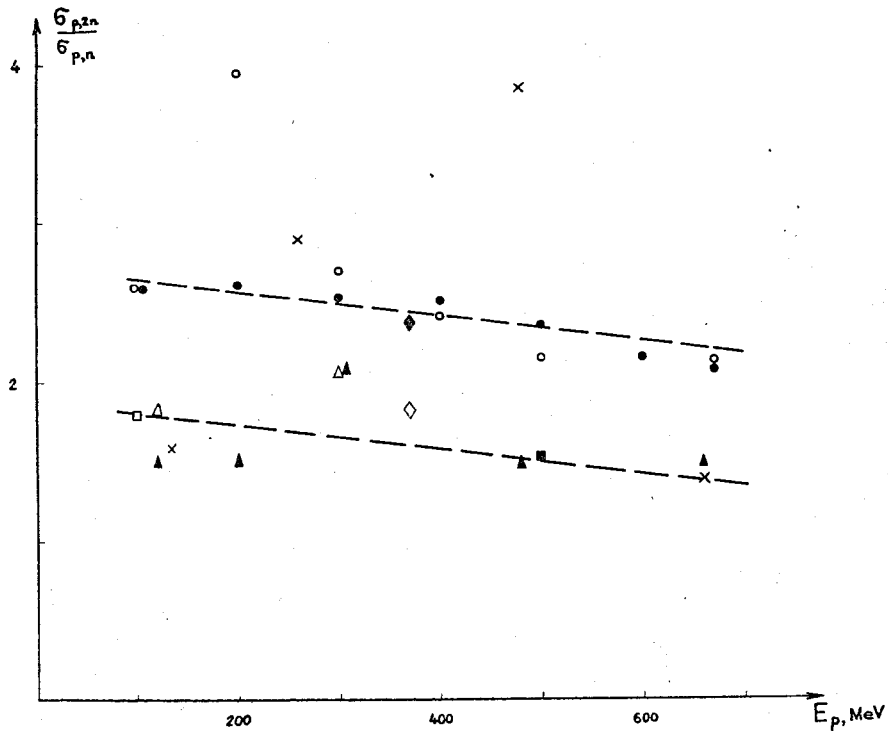
Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1965 г.



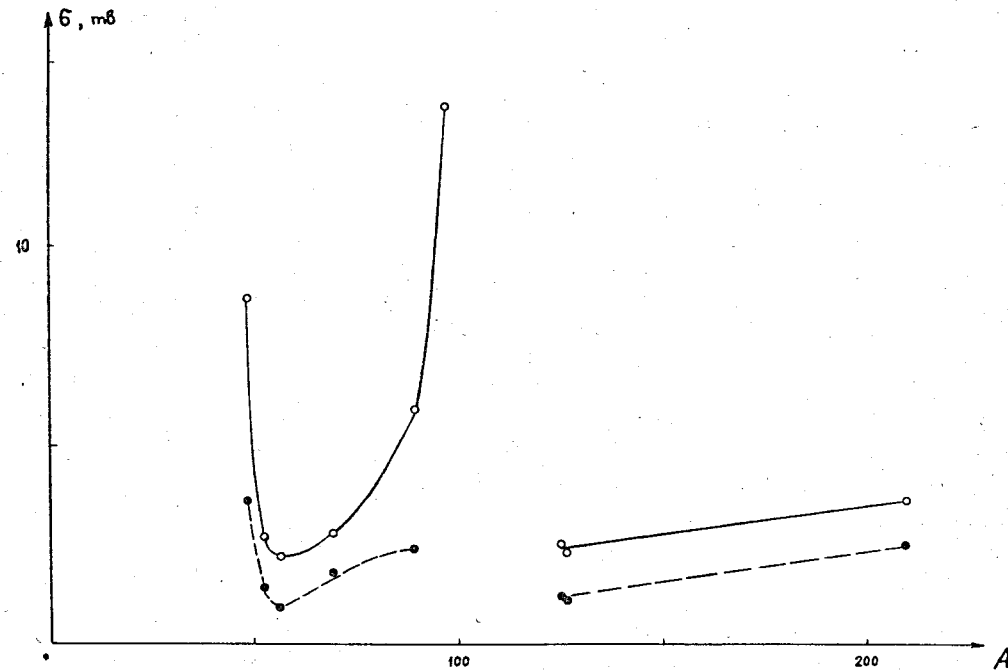
Р и с. 1. Функция возбуждения реакции $^{89}\text{Y} (p, p_1)$.
 Сплошные кружки - настоящая работа, незачерненные
 кружки - работа /8/, крестики - работа /9/.



Р и с. 2. Функции возбуждения реакций $^{89}\text{Y}(p, 2n)$ и $^{89}\text{Y}(p, n)$.
 $\sigma_{p, n}$: сплошные кружки - настоящая работа, незачерненные
 кружки - работа /8/.
 $\sigma_{p, 2n}$: сплошные треугольники - настоящая работа, незачерненные
 треугольники - работа /8/.



Р и с. 3. Зависимость отношения $\frac{\sigma_{p,2n}}{\sigma_{p,n}}$ от энергии протонов для различных ядер. Незачерненные кружки - ^{48}Ca /1/, незачерненный ромб - ^{52}Cr /13/, сплошной ромб - ^{56}Fe /13/, незачерненный квадрат - ^{69}Ga /14/, сплошной квадрат - ^{69}Ga /15/, сплошные кружки - ^{88}Y (настоящая работа), - незачерненные треугольники - ^{125}Te /16/, сплошные треугольники - ^{126}Te /16/, крестики - ^{209}Bi /17/. Данные по ^{52}Cr , ^{56}Fe и ^{69}Ga приведены с учетом эмиссии протона /12/.



Р и с. 4. $\sigma_{p,2n}$ и $\sigma_{p,n}$ вблизи $E_p = 400$ Мэв для различных ядер. Незачерненные кружки - $\sigma_{p,2n}$, сплошные кружки - $\sigma_{p,n}$ для ^{48}Ca /1/, ^{52}Cr /13/, ^{56}Fe /13/, ^{69}Ga /15/, ^{88}Y (настоящая работа), ^{96}Zr /18/, $^{125}, ^{126}\text{Te}$ /16/ и ^{209}Bi /17/. Данные по $\sigma_{p,2n}$ для ^{52}Cr , ^{56}Fe , ^{69}Ga приведены с учетом эмиссии протона, как и на рис. 3. Значение $\sigma_{p,n}$ для ^{209}Bi взято из сглаженной функции возбуждения.