

С 341.1
Т-35

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Г.М. Тер-Акопьян

3229

ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ПРОТОННОМУ РАСПАДУ
РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
старший научный сотрудник В.А. Карнаухов

Дубна 1967

3229

Г.М. Тер-Акопян

ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ПРОТОННОМУ РАСПАДУ
РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
старший научный сотрудник В.А. Карнаухов

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Область распространения и механизмы протонного распада радиоактивных ядер

Протонный распад – явление, свойственное нейтронодефицитным изотопам, значительно удаленным от линии β – стабильности. Предсказания относительно области распространения этого явления и его свойств исходят из полуэмпирических массовых закономерностей, обзор которых приведен в первой главе диссертации.

Возможны несколько механизмов протонного распада ядер:

1. Испускание протона из основного состояния. Период полураспада этих ядер может оказаться существенно больше ядерного времени из-за действия кулоновского и центробежного барьеров.

2. Протонный распад из изомерных состояний с высоким спином.

3. Двухпротонный распад. Предполагаемое существование такого распада является следствием эффекта спаривания.

4. Испускание запаздывающих протонов: на первом этапе происходит позитронный распад (либо К – захват) с высокой энергией, на втором – вылет протона из возбужденного состояния дочернего ядра.

Вопрос о протонном распаде ядер рассматривался различными авторами. В области ядер с $Z < 50$, которая считалась наиболее перспективной для обнаружения этого явления, энергия связи протона при постоянном Z резко уменьшается с уменьшением числа нейтронов. Поэтому вероятность обнаружить протонный распад из основного состояния с измеримым временем жизни – $0,1 > \tau_p > 10^{-12}$ сек – невелика (если $\tau_p > 0,1$ сек, β^+ – распад более вероятен, чем p – распад). Более вероятное явление – эмиссия запаздывающих

протонов. Если энергия β^+ -распада данного изотопа равна Q_{β_0} , а энергия связи протона в дочернем ядре V_p , то запаздывающие протоны будут испускаться при условии $Q_{\beta_0} \geq V_p + E_{p_0}$, E_{p_0} — энергия протонного распада дочернего ядра, соответствующая $\tau_p = 10^{-14}$ сек. Указанное условие вытекает из требования, что после β^+ -распада должны заселяться такие уровни дочернего ядра, протонная ширина которых не меньше радиационной.

Нами ^{/2/} проведены оценки возможности протонного распада ядер тяжелее олова. При $Z > 50$ необходимо учитывать конкуренцию со стороны α -распада, который может быть здесь основным видом радиоактивного превращения. Оказалось, однако, что испускание протонов должно быть основным видом радиоактивного распада нейтрондефицитных изотопов всех элементов вплоть до висмута. Заметная конкуренция со стороны α -распада может проявиться лишь для ядер с числом нейтронов или протонов, несколько превышающим магические числа 50 и 82. Изотопы, которые будут испускать при радиоактивном распаде протоны, образуют обширную область, которая показана на рис. 1. С увеличением Z энергия связи протона все более плавно зависит от числа нейтронов. Поэтому для каждого элемента тяжелее олова можно указать от двух до четырех изотопов, удобных для изучения протонного распада из основного состояния ($\tau_p \sim 10^{-1} - 10^{-12}$ сек). Такие изотопы, имеющие нечетное число протонов, обозначены на рис. 1. При анализе вопроса об эмиссии запаздывающих протонов тяжелее олова необходимо учитывать влияние большого кулоновского барьера на протонную ширину возбужденных состояний дочерних ядер. По нашим оценкам следует, что эмиссия запаздывающих протонов должна иметь место и при $Z > 50$.

2. Обнаружение явления эмиссии запаздывающих протонов

Эксперименты, цель которых заключалась в поисках явления протонного распада радиоактивных ядер, проводились на внутреннем пучке 310-сантиметрового циклотрона тяжелых ионов ОИЯИ. Пучок тяжелых ионов бомбардировал мишень из никеля; ядра отдачи, вылетающие из мишени, тормозились в сборнике. Высокочастотное напряжение на дуантах циклотрона периодически выключалось. В промежутках между сгустками пучка с помощью телескопа регистрировались

заряженные частицы, возникавшие при радиоактивном распаде продуктов ядерных реакций. Телескоп состоял из двух пропорциональных счетчиков, один из которых измерял удельную ионизацию частиц ($\Delta E/\Delta X$), второй был предназначен для измерения энергии. В результате было однозначно установлено ^{/3,4/} образование в реакции $Ni + Ne^{20}$ ядер, испускавших при радиоактивном распаде протоны. Этот вывод сделан на основании измерения удельной ионизации частиц и по их торможению в поглотителях.

Дальнейшее изучение обнаруженных излучателей протонов проводилось с использованием другой установки. Ядра отдачи тормозились в сборнике, выполненном в виде диска, который периодически поворачивался на 180° . Накопленная активность при этом переносилась к входному окну телескопа, состоявшего из пропорционального счетчика, измерявшего удельную ионизацию частиц, и кремниевое поверхностно-барьерного детектора.

Было установлено ^{/5-8/}, что при облучении мишени из никеля ионами Ne^{20} образуется протонная активность с периодом полураспада 85 ± 15 мсек. В спектре протонов этого излучателя получено два максимума с энергией $5,0 \pm 0,2$ Мэв и $5,6 \pm 0,2$ Мэв. На основании данных о пробеге ядер отдачи и относительно слабой зависимости выхода протонной активности от материала мишени (Ni , Cu , Al , Ta) сделан вывод, что указанная активность связана с распадом одного из продуктов реакции передачи Ne^{17} , $Mg^{20,21}$. Очевидно, что в данном случае наблюдался изотоп Ne^{17} — излучатель запаздывающих протонов, изученный подробно в появившихся позже работах (см. ^{/8/}).

Одновременно с протонной активностью Ne^{17} было обнаружено еще два излучателя запаздывающих протонов, имевших, судя по пробегам ядер отдачи, массовые числа, равные нескольким десяткам. Первый из них имел период полураспада $21,1 \pm 4,5$ сек и получался в ядерных реакциях $Ni + Ne^{20}$ ($E_{Ne^{20}} > 90$ Мэв) и $Ni + O^{18}$ ($E_{O^{18}} = 87-100$ Мэв). Период полураспада второго изотопа находился в интервале 35-120 сек, он получался при облучении Ni^{60} (обогащение 95,4%) ионами O^{18} с энергией 55-68 Мэв. Спектры протонов этих излучателей в общем подобны, они имеют сложную структуру — огибающая спектра достигает максимума при энергии протонов $\approx 2,5$ Мэв, максимальная энергия протонов равна $\approx 3,5$ Мэв. Идентификация этих двух изотопов облегчена тем, что исключаются из рассмотрения все ядра с $Z > N$, которые должны испытывать сверхразрешен-

ные β^+ -переходы с временем жизни $\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ сек. Число неизвестных ядер с $Z > N$, которым могут быть приписаны обнаруженные p -активности, ограничено. Они расположены в непосредственной близости от известных изотопов, поэтому пороги реакций, приводящих к их образованию, предсказываются с достаточной точностью (~ 1 Мэв). Установлено в результате, что период полураспада 35-120 сек относится к Kr^{73} , а p -активность с $T_{1/2} = 21,1$ сек связана с распадом Kr^{72} или Se^{69} .

3. Изучение протонного распада ядер тяжелее олова

1. В ядерных реакциях $Mo^{92} + Ne^{20}$, $Mo^{92} + Ne^{22}$ и $Mo^{94} + Ne^{20}$ получены изотопы, испускавшие запаздывающие протоны с периодами полураспада $4,2 \pm 0,2$ сек, $19,3 \pm 0,7$ сек, 13 ± 2 сек и $60-80$ сек ^{/10,11/}. Излучатель протонов с $T_{1/2} = 19,3$ сек был получен также ^{/11,12/} в реакции $Rd^{102} + C^{12}$ на выведенном пучке C^{12} с использованием методики собирания ядер отдачи газовой струей ^{/13/}.

Кривые выхода этих активностей показаны на рис. 2 и 3, они характерны для реакций с испарением нейтронов из составного ядра. По положению максимумов функций возбуждения была проведена идентификация излучателей с $T_{1/2} = 4,2$ и $19,3$ сек. Положение максимума сечения реакции с испарением нейтронов определяется следующим образом:

$$(E_{max}) = Q_x + \epsilon_x, \quad \epsilon_x = 2 \sum_{i=1}^x \bar{T}_i + E_y, \quad (1)$$

где Q_x - порог реакции, \bar{T}_i - средняя температура в i -каскаде испарения, E_y - энергия, уносимая y -лучами. Александром и Симоновым ^{/14/} на примере реакций с испарением нейтронов, приводящих к изотопам Du , было показано, что величина $\frac{\epsilon_x}{x}$ слабо зависит от x и равна, примерно, 5-5,5 Мэв. Естественно предположить, что в случае изотопов теллура (в нашем случае получалось составное ядро - теллур) величина $\frac{\epsilon_x}{x}$ изменится мало. Для подсчета $\frac{\epsilon_x}{x}$ экспериментальные сечения были отнормированы на полное сечение, Q_x находились по таблицам масс Камерона ^{/1/}. Излучатель с $T_{1/2} = 4,2$ сек идентифицирован, таким образом, как Te^{109} , его функция возбуждения на рис. 3 соответствует реакции $Mo^{92}(Ne^{20}, 3n)Te^{109}$ с величиной $\frac{\epsilon_3}{3} = 5,3 \pm 1,3$ Мэв.

Для сравнения укажем, что в предположении другого варианта $Mo^{92}(Ne^{20}, 4n)Te^{108}$ получается $\frac{\epsilon_4}{4} = 1,4 \pm 1$ Мэв, т.е. явно заниженная величина. Излучатель с $T_{1/2} = 19,3$ сек является изотопом Te^{111} , действительно, его функция возбуждения на рис. 3 соответствует реакции $Mo^{92}(Ne^{22}, 3n)Te^{111}$ с величиной $\frac{\epsilon_3}{3} = 4,5 \pm 1,5$ Мэв.

2. При облучении Mo^{92} ионами Si^{28} наблюдались протонные излучатели с периодом полураспада $10,4 \pm 1,5$ сек, $20,5 \pm 2,4$ сек, 62 ± 15 сек, $4,0 \pm 1,0$ сек и $0,80 \pm 0,35$ сек ^{/15/}. Кривые выхода этих активностей имеют форму, характерную для испарительных реакций, протекающих через составное ядро. На основании экспериментальных величины $\frac{\epsilon_x}{x}$ для этих кривых можно приписать $T_{1/2} = 10,4$ сек изотопу Ba^{118} (не исключены Cs^{115} и Xe^{113}); период полураспада 0,8 сек также можно отнести к Ba^{118} , другая возможность - Cs^{116} ; $T_{1/2} = 20,5$ сек принадлежит одному из изотопов: Ba^{114} , Cs^{114} , Xe^{113} ; период полураспада 4,0 сек отнесен к Ba^{118} , Cs^{115} или Xe^{114} .

3. Таким образом, обнаружено, до крайней мере, шесть излучателей запаздывающих протонов тяжелее олова. Спектры этих излучателей состоят из большого числа линий. На рис. 4 показан для примера спектр протонов Te^{111} , полученный с разрешением 25-30 кэв. Нами был проведен анализ усредненной формы протонных спектров Te^{111} и Te^{109} . Рассмотрим основные моменты этого анализа на примере Te^{111} . По-видимому, спин и четность $Te^{111} - 5/2^+$ (известные ядра с 59 нейтронами и четным Z имеют спин-четность $5/2^+$). Te^{111} испытывает β^+ -переход в различные состояния Sb^{111} , однако, с наибольшей вероятностью заселяются уровни $3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$, соответствующие разрешенным β^+ -переходам. Энергия связи протона (B_p) в Sb^{111} по данным расчетных таблиц масс (например ^{/1/}) $\sim 1,7$ Мэв. Это означает, что уровни Sb^{111} с энергией возбуждения $E^* > 1,7$ Мэв протононеустойчивы. Однако при небольших значениях $E_p = E^* - B_p$, радиационная ширина уровней превышает протонную из-за влияния кулоновского барьера. В результате, выход протонов с энергиями меньше 2 Мэв подавлен. С увеличением энергии возбуждения отношение протонной ширины к радиационной растет, с этим связано возрастание, в среднем, интенсивности протонных линий в диапазоне от 2 до 3 Мэв. Дальше огибающая протонного спектра снова идет вниз из-за уменьшения заселенности уровней в β^+ -переходе.

Усредненная форма протонного спектра может быть описана соотношением

$$N(E_p) = \sum_{i,j} \frac{\Gamma_{pi}^{(j)}}{\Gamma^{(j)}} \rho(E^*, j) W_{(\beta^+ + \kappa)}(Q_{\beta_0} - E^*) \quad (2)$$

Здесь $\rho(E^*, j)$ - плотность уровней с моментом j для ядра, испускающего протоны (Sb^{111}); $E^* = E_p + V_p + E_i$ - энергия возбуждения Sb^{111} , равная сумме кинетической энергии протона, энергии связи и энергии возбуждения (E_i) остаточного ядра (Sn^{110}), $\Gamma_{pi}^{(j)}$ - ширина уровня с моментом j относительно испускания протона с образованием остаточного ядра в состоянии i . Принимались во внимание два состояния Sn^{110} - основное (0^+) и первый возбужденный уровень, который находится, по-видимому (по аналогии с другими четными изотопами $Sn^{112-118}$), при энергии $\approx 1,3$ Мэв и имеет спин-четность 2^+ . $\Gamma_{pi}^{(j)} = \Gamma_{pi}^{(j)} + \sum \Gamma_{pi}^{(j)}$ - полная ширина состояний Sb^{111} . $W_{(\beta^+ + \kappa)}(Q_{\beta_0} - E^*)$ - суммарная вероятность β^+ -распада и К-захвата в состоянии Sb^{111} с энергией E^* . Протонные ширины уровней в формуле (2) рассчитывались по известной статистической формуле:

$$\Gamma_{pi}^{(j)} = \frac{(2s+1)(2l+1)(2\ell+1)}{2\pi\rho(E^*, \gamma)} P_p^{(l)}(E_p) \quad (3)$$

где s - спин протона, l - орбитальный момент протона, i - спин конечного состояния Sn^{110} . Коэффициенты проницаемости $P_p^{(l)}(E_p)$ брались из работы Столови и Гарвея /16/. Плотность уровней Sb^{111} рассчитывалась на основе данных Гилберта и Камерона /17/.

Вероятность β^+ -перехода $W_{(\beta^+ + \kappa)}(Q_{\beta_0} - E^*)$ в формуле (2) можно записать в следующем виде:

$$W_{(\beta^+ + \kappa)}(Q_{\beta_0} - E^*) = F(Q_{\beta_0} - E^*) M^2(E^*) \quad (4)$$

$F(Q_{\beta_0} - E^*)$ известная функция энергии, определялась нами по номограммам для периодов β^+ и К-захвата, $M^2(E^*)$ - усредненный квадрат матричного элемента β -перехода. Огибающая протонного спектра, рассчитанная по формуле (2), чувствительна к выбору величин V_p , Q_{β_0} , Γ_γ и Γ_p , а также к виду функции $M^2(E^*)$. Сравнение этих расчетов с экспериментальным спектром показало, что M^2 резко уменьшается с ростом E^* . Отметим, что при анали-

зе данных об излучателях запаздывающих нейтронов в аналогичной ситуации принимают, что M^2 не зависит от E^* , т.е. $M^2 = \text{const}$. Форма спектров Te^{111} и Te^{109} удовлетворительно описывается выражением (2), если принять $M^2 \rho = \text{const}$. В результате сравнения расчетной кривой в предположении $M^2 \rho = \text{const}$ с усредненными экспериментальными спектрами Te^{111} и Te^{109} получены данные о V_p и Q_{β_0} . Эти данные, наряду с предсказаниями различных массовых формул, приведены в таблице 1. Точность определения Q_{β_0} и V_p не так хороша, как хотелось бы, из-за некоторой неопределенности в выборе Γ_γ и Γ_p . Более

Т а б л и ц а 1

Ядро	Определяемая величина Мэв	Эксперимент	Камерон	Сигер	Святой-Кий и Майерс	Винг и Варли	М. Хиллман	Зельдес и др.	Гарве и Келсон
Te^{111}	Q_{β_0}	6,3-6,9	8,8	7,6	7,9	5,7	5,8	7,0	6,7
Sb^{111}	V_p	1,3-1,9	1,6	1,6	1,75	3,2	2,8	2,1	1,7
Te^{111} $-Sb^{111}$	$E_{p \max} = Q_{\beta_0} - V_p$	$5,0^{+0,3}$ $-0,1$	6,7	6,0	6,15	2,5	3,1	4,9	5,0
Te^{109}	Q_{β_0}	7,9-9,1	9,6	9,0	9,3	6,8	7,0	8,25	-
Sb^{109}	V_p	0,7-1,3	0,7	0,8	0,9	2,8	2,2	1,3	-
Te^{109} $-Sb^{109}$	$E_{p \max} = Q_{\beta_0} - V_p$	7,1-8,1	8,9	8,2	8,4	4,0	4,8	6,95	-

точно определяются величины $E_{p \max} = Q_{\beta_0} - V_p$, которые также приводятся в табл.1. Из этой таблицы видно, что с нашими экспериментальными данными явно не согласуются расчеты Винга и Варли и М. Хиллман. В этих работах предсказывается слишком медленное изменение энергии связи протона с ростом нейтронного дефицита. Ситуация для эксперимента оказалась бы неблагоприятной, если бы предсказание Винга и Варли о том, что первый p -неустойчивый изотоп сурьмы - Sb^{101} , соответствовало действительности, так как получение столь нейтронодефицитных изотопов проблематично.

4. Обращает на себя внимание малость абсолютных сечений, представленных на рис. 2 и 3. Это вызвано прежде всего тем, что не все случаи β^+ -распада

материнского ядра приводят к протоннеустойчивым состояниям. Вероятность (W_p) эмиссии запаздывающих протонов при β^+ -распаде в предположении $M^2 \rho = \text{const}$ определяется по формуле:

$$W_p = \frac{\sum_{\beta_0} \int_{E^*}^{\beta_0} \frac{\Gamma_p^{(j)}(E^*)}{\Gamma^{(j)}(E^*)} F(Q_{\beta_0} - E^*) dE^*}{\sum_{\beta_0} \int_0^{\beta_0} (Q_{\beta_0} - E^*) dE^*}, \quad (5)$$

где $\Gamma_p^{(j)} = \sum_{p1} \Gamma_p^{(j)}$. При наиболее вероятных значениях v_p и Q_{β_0} мы получили для Te^{111} $W_p \approx 0,2\%$ и для Te^{111} $W_p \approx 3\%$. Поперечное сечение реакций с испарением x нейтронов, приводящих к протонизбыточным ядрам, определяется, в первую очередь, произведением относительных нейтронных ширин $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ по всем x ступеням испарительного каскада. Величины $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$, где Γ - полная ширина ($\Gamma \approx \Gamma_n + \Gamma_p$), существенно меньше единицы, так как протоны в составном ядре имеют малую энергию связи по сравнению с нейтронами. Это же обстоятельство в сочетании с высоким угловым моментом составного ядра приводит к тому, что ядро в конце испарительного каскада оказывается в состоянии с энергией возбуждения, равной приблизительно энергии связи нейтрона (10-15 Мэв), нейтронная ширина которого практически равна нулю из-за малой плотности конечных состояний, испарение же протонов возможно ввиду малой энергии связи. Вероятность того, что из этого состояния не произойдет испарение протона, определяется фактором $\frac{\Gamma_p}{\Gamma}$ ($\Gamma \approx \Gamma_n + \Gamma_p$), который может быть также существенно меньше единицы. Сравнение выходов Te^{109} при облучении Mo^{92} и Mo^{94} ионами Ne^{20} (см. рис. 2 и 3) позволяет определить произведение относительных нейтронных ширин для первых двух ступеней реакции $Mo^{94}(Ne^{20}, 5n)Te^{109}$:

$$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\right)_{114} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\right)_{113} = 0,15. \quad (6)$$

С помощью (6) были вычислены относительные нейтронные ширины всех ступеней испарительного каскада реакции $Mo^{94}(Ne^{20}, 5n)$. Точность оценки величин $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ обычно не очень высока из-за неопределенности в учете влияния кулоновского барьера на вероятность испарения протона. В данном же случае эта неопределенность была исключена. Полученные данные позволили также оценить величины $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ для всех ступеней реакции $Mo^{92}(Ne^{20}, 4-6n)Te^{108-108}$. На основании вычисленных отношений $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ и измеренных сечений, исправлен-

ных на вероятность эмиссии запаздывающих протонов для Te^{109} ($W_p \approx 3\%$), найдено, что фактор $\frac{\Gamma_p}{\Gamma}$ в реакции $Mo^{92}(Ne^{20}, 3n)Te^{109}$ равен $\approx 0,5$. Используя этот результат, можно оценить фактор $\frac{\Gamma_p}{\Gamma}$ для реакций $Mo^{92}(Ne^{20}, 4-6n)$. Если допустить, что средний угловой момент составного ядра (Te^{112}) один и тот же во всех реакциях, то, приняв во внимание уменьшенные энергии связи протона на последней стадии испарительного каскада, получаем для реакции (4п) - $\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \approx 0,27$, (5п) $\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \approx 0,17$, (6п) $\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \approx 0,09$.

Полученные сведения о величинах $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ и $\frac{\Gamma_p}{\Gamma}$ позволяют оценить поперечные сечения реакций $Mo^{92}(Ne^{20}, 4-6n)$, $Mo^{92}(Ne^{20}, p4-6n)$, приводящих к протонизбыточным изотопам Te и Sb . Рис. 5 иллюстрирует результаты этих оценок для реакций (4-6п). Показано, что поперечное сечение реакции $Mo^{92}(Ne^{20}, p5n)$, приводящей к изотопу Sb^{106} , который, вероятно, близок к p -неустойчивости, примерно на два порядка больше сечения реакции $Mo^{92}(Ne^{20}, 6n)$ в результате которой получается Te^{106} , дающий после β^+ -распада то же ядро Sb^{106} . Следовательно, поиски протонного распада значительно выгоднее вести в экспериментах с методикой, предназначенной для регистрации распада p -активных изотопов, образующихся непосредственно в ядерных реакциях.

З а к л ю ч е н и е

Основные результаты, полученные в диссертации, следующие:

1. Впервые экспериментально обнаружено явления испускания запаздывающих протонов. Показано, что запаздывающие протоны испускаются при распаде Ne^{17} , Kr^{73} , Kr^{72} (Se^{69}).

2. Показано, что протонный распад должен быть одним из наиболее распространенных видов радиоактивного превращения легких изотопов элементов вплоть до висмута. Протонный распад из основного состояния наиболее вероятно обнаружить в области $Z > 50$.

3. Вывод о возможности протонного распада ядер с $Z > 50$ подтвержден экспериментально. Обнаружено, по крайней мере, 6 излучателей запаздывающих протонов тяжелее олова - два изотопа теллура Te^{109} и Te^{111} и четыре изотопа ксенона-бария с массовыми числами 113-116.

4. Проанализирована форма протонных спектров Te^{109} и Te^{111} . Установлено, что квадрат матричного элемента β^+ -перехода резко уменьшается с ростом энергии возбуждения дочерних ядер. Из сравнения экспериментальной формы спектров с расчетной (в предположении $M^2 \rho = const$) определено, что $(Q_{\beta_0} - V_p) = (5,0^{+0,3}_{-0,1})$ Мэв для Te^{111} и $(Q_{\beta_0} - V_p) = (7,1-8,1)$ Мэв - для Te^{109} .

5. Произведен анализ закономерностей для сечений реакций с образованием изотопов сурьмы и теллура с экстремальным избытком протонов.

Основные результаты диссертации опубликованы в виде статей ^{2,3,5,6,10,12} /4,6,7,11,13/ и также доложены на различных научных конференциях и совещаниях ^{4,7,8,11} /5,8,9,12/.

Л и т е р а т у р а

1. A.G.W.Cameron. Can.J.Phys., 35, 1021(1957), Rpt CRL-41(1957).
2. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян. ЯФ, 1, 81 (1965).
3. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян, В.Г. Субботин. Препринт ОИЯИ Р-1072, Дубна 1962.
4. V.A.Karnaukhov, G.M.Ter-Akopyan, V.G.Subbotin. Proceedings of the 3d Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, April 14-18, 1963, Univ. of California Press, 1963, p.434.
5. В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян, Л.А. Петров, В.Г. Субботин. ЖЭТФ, 45, 1280 (1963).
6. Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян, Л.А. Петров, В.Г.Субботин. ЖЭТФ, 47, 419 (1964).
7. Г.Н. Флеров, В.А. Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян, Л.А. Петров, В.Г.Субботин. Программа и тезисы докладов ежегодного совещания по ядерной спектроскопии, Тбилиси, 1964.
8. G.N.Flerov, V.A.Karnaukhov, G.M.Ter-Akopian, L.A.Petrov, V.G.Subbotin, Comtes Rendus du Congrès International de Physique Nucleaire, Paris, 28 Juillet, 1964, Vol II, p. 1144.
9. A.M.Poskanser, R.M.Pherson, K.A.Esterlund, and R.L.Reeder. Rept. B.N.L. 10362(1962);Phys.Rev., (в печати).
10. Л.С. Вертоградов, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопян, ЯФ, 4, 457 (1966).
11. V.A.Karnaukhov, G.M.Ter-Akopian. Proceedings of the symposium on "Why and how should we investigate nuclei far off the stability line?" Lysekil, Sweden, August, 21-27, 1966.

12. Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопян. Препринт ОИЯИ Е6-3142, Дубна 1966.
13. R.D.Macfarlane and R.D.Griffioen.Nucl.Instr.Meth., 24,461(1963).
14. J. M. Alexander, G.N.Simonoff. Phys.Rev., 133, B104(1964).
15. G.S.Mani, M.A.Melkanoff, J.Jori. Report CEA n° 2379(1963).
16. A.Stolovy and J.A.Harvey. Phys.Rev., 108, 353(1957).
17. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. Canad. J.Phys., 43, 1446(1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1967 г.