

123

11
У-69



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Я. Урбанец

P-1223

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРОМ P_r^{141}
МЭТР, 1963, т45, в2, с93-97.

Дубна 1963 год

Я. Урбанец

P-1228

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРОМ Pt^{141}

Дубна 1963 год

Ядерный институт
иных исследований
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

В последнее время уделяется большое внимание исследованиям флуктуаций радиационных ширин отдельных изотопов при переходе от одного резонанса к другому. В настоящее время хорошо известно, что нейтронные ширины довольно сильно флуктуируют и подчиняются в большинстве случаев статистическому распределению Портера-Томаса с $\nu = 1$. Полные радиационные ширины, наоборот, обнаруживают постоянство в пределах нескольких десятков процентов; большие флуктуации наблюдаются только в случае парциальных радиационных ширин. Относительно малые флуктуации полных радиационных ширин можно легко объяснить тем обстоятельством, что составное ядро переходит в основное состояние через несколько сотен параллельных каскадов, начинающихся преимущественно с перехода типа $E1$. Средняя плотность уровней, на которые могут падать переходы типа $E1$, у большинства средних и тяжелых ядер очень слабо зависит от сцина и даже четности захватного уровня. Чрезвычайно сильные флуктуации всех характеристик нейтронных резонансов можно ожидать только у ядер близких магическим, ввиду малой плотности уровней или ввиду существования областей энергий с преобладанием уровней одной четности.

С этой точки зрения весьма интересными являются ядра с числом нейтронов, близким к 82 и 126. До сих пор самые большие флуктуации полных радиационных ширин наблюдались на ядрах Hg^{201} /1/ и на ядре Pt^{141} . По измерениям полных радиационных ширин резонансов Pt^{141} /2/ значение Γ_γ в резонансе 85,1 эв в три раза меньше, чем Γ_γ остальных резонансов. Новейшие прямые измерения дают ширину Γ_γ в резонансе 85,1 эв, которая в пределах экспериментальных ошибок в полтора раза меньше остальных /3/.

В работе /4/ на основе измерений спектров жестких γ -лучей в трех резонансах, это обстоятельство объясняется тем, что в резонансе 85,1 эв захватываются p -нейтроны. Задачей нашей работы было измерение γ -спектров для большого числа резонансов Pt^{141} и проверка весьма интересного вывода /4/ о том, что резонанс 85,1 эв является p -волновым.

Методика измерений

Измерения проводились на импульсном быстром реакторе /ИБР/ ОИЯИ в Дубне /5/. Для измерений γ -спектров использовался однокристалльный сцинтилляционный спектрометр с кристаллом $NaI(Tl)$ размером 10,5 см x 10,5 см. Этот кристалл дает разрешение 10,5% на линии Cs^{137} и 5% на пике полного поглощения линии 4,43 Мэв.

Сцинтилляционный спектрометр располагался на расстоянии 100 м от импульсного реактора и разрешение нейтронного спектрометра достигало в этих условиях величины 0,4 мксек/м.

Для регистрации импульсов спектрометра была использована запись трехмерного спектра на магнитофонной ленте шириной 35 мм с возможностью записи в 26 дорожках. В нашем случае использовано только 16 дорожек для записи 96 амплитудных и 256 временных каналов. Запись производилась с помощью блоков 256 канального временного анализатора и блока, превращающего амплитуду в бинарный код. Запись на магнитофонной ленте воспроизводится в 30 раз большей скоростью в отдельных амплитудных или временных разрезах с помощью блока памяти 1024-канального временного анализатора^{/6/}.

Использованная электронная аппаратура обладает высокой стабильностью во время длинных измерений. Смещение пика полного поглощения энергии γ -кванта для линии 4,43 Мэв не превышает ± 30 Кэв при 48 часовых измерениях.

В измерениях мы пользовались простой геометрией, которая схематически изображена на рисунке 1. Мишень находится под углом 45° к пучку и γ -лучи, идущие перпендикулярно к направлению пучка нейтронов, попадают в сцинтилляционный спектрометр. Спектрометр защищается против рассеянных в измерительном помещении нейтронов и γ -лучей слоем свинца толщиной в 6 см из B_4C , смешанным с парафином. Для защиты спектрометра от нейтронов, рассеянных в образце, используется слой толщиной в 5 см B_4C с парафином.

Для калибровки энергетической шкалы применялась линия 4,43 Мэв, излучаемая при захвате α -частиц ядрами Be , в слабом нейтронном $Po-Be$ источнике.

Экспериментальные результаты

При измерениях с Pt мы пользовались образцом с поперечным сечением 13×10 см, содержащим 150 г окиси празеодима в виде порошка.

Исследовался спектр γ -квантов в первых шести резонансах 85,1; 216; 239; 359; 384 и 515 эв. Резонансы 216 и 239 эв, так же как и 359 и 384 эв, не разрешаются и поэтому амплитудные спектры в этих резонансах снимались на соответствующих сторонах сложных пиков, выступающих во временном спектре.

Для иллюстрации на рисунке 2а показан ход временного спектра при средней энергии γ -лучей 3 Мэв и на рисунке 2б - ход временного спектра при энергии γ -квантов 5,85 Мэв. Ширина амплитудного канала составляла при этом 200 Кэв. На рисунках 3а и 3б показаны полученные спектры жестких γ -лучей в диапазоне энергий 3-7,5 Мэв, соответствующие отдельным резонансам.

В таблице 1 приводятся относительные интенсивности основного γ -перехода, полученные из наших измерений. Они нормированы в резонансе 85,1 эв к единице. Для резонанса 85,1 эв приводится полученная нами парциальная радиационная ширина Γ_γ /5,85 Мэв/ основного перехода.

Расчет парциальной ширины Γ_γ проводится следующим образом. Число γ -квантов N_γ данной энергии ν , регистрируемых в секунду, определяется формулой:

$$N(\nu) = \phi(E) \cdot \overline{\Delta \Omega(\nu)} \cdot \epsilon(\nu) \frac{\Gamma_\gamma(\nu)}{\Gamma} \cdot A P, \quad /1/$$

где через A обозначаем следующий интеграл:

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\pi\sigma(E)}) dE.$$

/2/

В этих выражениях применяются следующие обозначения:

$\phi(E_0)$ - средний поток нейтронов при резонансной энергии в интервале 1 эв,

$\overline{\Delta\Omega}(\nu)$ - средний телесный угол, под которым попадают γ -кванты из образца в кристалл,

$\epsilon(\nu)$ - эффективность регистрации γ -квантов энергии ν в пике полного поглощения,

P - площадь образца и n - число атомов образца в направлении пучка нейтронов на 1 см²,

Γ - полная ширина,

$\sigma(E)$ - в интеграле /2/ задается формулой Брейта-Вигнера для одного уровня с учетом доплеровского уширения.

Значение интеграла /2/ мы брали из работы /8/, используя параметры уровней из работы /2/.

С другой стороны, число измеренных γ -квантов можно определить как полное число импульсов в пике полного поглощения в трехмерном спектре, разделенное на время измерений:

$$N_{\gamma}(\nu) = \frac{V}{T},$$

/3/

где V - число импульсов в пике полного поглощения и T - время измерений в секундах.

Таким образом, соединяя формулы /1/ и /3/, получаем для $\Gamma_{\gamma}(\nu)$ следующее выражение:

$$\Gamma_{\gamma}(\nu) = \frac{V \cdot \Gamma}{\phi_0(E_0) \cdot \overline{\Delta\Omega}(\nu) \cdot \epsilon(\nu) \cdot T \cdot P \cdot A}.$$

/4/

В наших измерениях произведение $\phi(E_0) \cdot \overline{\Delta\Omega}(\nu)$ определялось экспериментально с помощью мягких γ -квантов, испускаемых при захвате нейтронов на боре. При этом мы пренебрегали зависимостью $\overline{\Delta\Omega}$ от ν . В случае тонкого образца можно $\phi(E_0) \cdot \overline{\Delta\Omega}$ определить из следующей формулы:

$$\phi(E_0) \cdot \overline{\Delta\Omega} = \frac{1,07 N_0}{T \cdot P_B \cdot \sigma_a(E_0) \cdot n_B \cdot \epsilon(\nu_0) \cdot \Delta E},$$

где N_0 - площадь фотопика при энергии 485 Кэв,

T - время измерений,

P_B - площадь образца,

$\sigma_a(E_0)$ - сечение захвата нейтронов при энергии E_0 ,

n_B - число атомов бора на 1 см²,

$\epsilon(\nu_0)$ - эффективность спектрометра для энергии 485 Кэв,

ΔE - измеряемый энергетический интервал.

При этом все значения $\epsilon(\nu)$ берутся из работы /10/. При расчете $\Gamma_{\gamma}(\nu)$ по формуле /4/ не учитывается захват нейтронов в образце после рассеяния, так как в нашем случае для резонанса 85,1 эв многократные процессы влияют незаметно.

Парциальная радиационная ширина /5,85 Мэв/ для остальных резонансов рассчитывалась на основе определенных нами относительных интенсивностей пика 5,85 Мэв к ос-

тальному спектру с использованием полных радиационных ширин из работы^{/3/}. При этом не вычиталась доля перехода на первый возбужденный уровень.

В наших измерениях мы наблюдали тоже резонансы при энергиях нейтронов 50 эв и 112 эв, но они очень слабые и поэтому не удалось по спектру γ -лучей определить их принадлежность к Pr^{141} и определить, представляют ли они собой захват s - или p -нейтрона. В отличие от работы^{/4/}, авторы которой не наблюдали основного перехода для резонанса 85,1 эв, в нашей работе мы его наблюдаем даже с большей относительной интенсивностью, чем в резонансах 216 и 239 эв. Это иллюстрируется столбцом 2 в таблице 1, где приведено сравнение отношений интенсивностей γ -перехода 5,85 Мэв к интенсивности аппаратурного спектра при энергии 3,0 Мэв для разных резонансов. За единицу принято отношение интенсивностей $\frac{I_{\gamma}(5,85)}{I_{\gamma}(3,0)}$ для резонанса 85,1 эв.

Обсуждение результатов и заключение

s -нейтрон захватывается на уровень Pr^{142} с характеристиками 2^+ или 3^+ . Основной уровень Pr^{142} имеет точно определенный спин и четность 2^- .

В этом случае составное ядро может переходить в основное состояние электрическим дипольным переходом с большей интенсивностью. В случае захвата p -нейтронов захватный уровень имеет отрицательную четность и четыре возможных значения спина. Характеристики низколежащих уровней Pr^{142} неизвестны. В случае существования уровня, близкого к основному состоянию с положительной четностью, можно было бы наблюдать электрический дипольный переход с энергией, близкой энергии связи нейтрона, даже при захвате p -нейтронов. Так как точность определения энергий в сцинтилляционном спектрометре не превышает в исследуемой области ± 50 Кэв, нельзя было бы этот переход отличить от основного и сделать окончательный вывод о характере резонанса 85,1 эв. Однако для ядра Pr^{142} можно сделать следующие заключения о четности низколежащих уровней. Ниже энергии разрыва пары все уровни Pr^{142} обусловлены конфигурацией состояний последнего нейтрона сверх замкнутой оболочки и последнего протона сверх замкнутой подоболочки. Так как эти частицы находятся в самых низких состояниях соответствующих оболочек, можно ожидать, что все уровни ниже энергии разрыва пары будут иметь отрицательную четность. Ввиду того, что первый возбужденный уровень в ядре Pr^{141} имеет положительную четность и первый возбужденный уровень ядра Nd^{143} отрицательную четность и в характеристиках основного состояния Pr^{142} не имеется никаких аномалий, можно несомненно предположить, что по крайней мере первый возбужденный уровень Pr^{142} имеет отрицательную четность. Из этого вытекает, что при захвате s -нейтронов должен появляться также интенсивный переход на первый возбужденный уровень ядра Pr^{142} . При захвате тепловых нейтронов^{/7/} наблюдается основной переход 5,85 Мэв и ближайший к нему 5,67 Мэв. По предыдущим сообщениям, разность энергий этих двух переходов представляет собой энергию первого возбужденного состояния. В свою очередь в области энергий до 160 Кэв не может располагаться уровень с положительной четностью. В этом случае при захвате s -нейтронов должны появляться в спектре γ -лучей Pr^{142} интенсивные переходы с энергией

5,67 и 5,83 Мэв и в случае захвата p -нейтронов переходы в этом диапазоне энергий должны практически исчезать.

Положение и форма пиков в полученных нами спектрах говорят о том, что в резонансах 216, 239 и 259 эв проявляются оба перехода 5,67 Мэв и 5,83 Мэв и в резонансах 85,1; 384 и 515 эв преобладает даже основной переход. Отсюда ясно, что резонанс 85,1 эв является s -резонансом, так как в случае захвата p -нейтронов основной переход и переход на первый возбужденный уровень должны быть типа $M1$. В таком случае получалось бы для приведенной радиационной ширины основного перехода значение $k(M1) = 0,13$, которое является невероятным.

В пользу нашего вывода о том, что уровень 85,1 эв не является p -резонансом, говорит также следующее обстоятельство. Теория предсказывает значение p -силовой функции в данной области масс $\frac{\Gamma_n^{(1)}}{D} < 2 \cdot 10^{-4/11}$. Экспериментальные результаты в этой области масс не превышают теоретическое предсказание. Для Pr^{142} получаем среднее расстояние уровней одного спина $\bar{D} \approx 200$ эв /предполагая равное количество уровней обоих спинов и пренебрегая совсем слабыми уровнями/. В таком случае средняя приведенная нейтронная ширина для p -резонансов имеет значение $\bar{\Gamma}_M^{(1)} < 4 \cdot 10^{-2}$ эв. Приведенная ширина для уровня 85 эв в случае p -резонанса принимает значение $\Gamma_M^{(1)} = 4$ эв и тогда получим, что отношение $\kappa = \frac{\Gamma_n^{(1)}}{\Gamma_M^{(1)}} > 10^2$. Используя распределение Портера-Томаса, можно определять вероятность наблюдения уровня, для которого $\kappa > 10^2$. Наибольшую вероятность наблюдения такого уровня будет давать распределение с $\nu = 1$. Получается, что при $\nu = 1$ существование такого p -уровня практически исключено, так как вероятность его появления $w(\kappa > 10^2) < 2 \cdot 10^{-23}$.

В резонансах 85,1, 384 и 515 эв наблюдается примерно одинаковый ход спектров жестких γ -квантов. Эти спектры отличаются от γ -спектров другой измеряемой группы уровней Pr^{141} тем, что более интенсивна вся часть спектра в области от 4 Мэв до энергии связи нейтрона. Так как в этой области энергий проявляется большое количество линий, нельзя такое отличие объяснить за счет флуктуаций парциальных радиационных ширин, но можно его объяснить разным значением спина захватного уровня в обеих группах резонансов. Кроме того, эти группы уровней отличаются значением приведенной нейтронной ширины, которая в резонансах 85,1 эв и 384 эв имеет значение на один - два порядка меньше, чем в остальных. Подобное влияние близости магических чисел на зависимость Γ_n от спина захватного уровня наблюдалось на ядрах Se^{77} и Y^{89} /8/.

Придерживаясь вывода работы /2/ о том, что спины уровней 216 и 239 эв равны 3^+ , можно предположить, что захватный уровень в резонансах 85,1 и 384 эв имеет спин 2^+ . Уточнение этого вывода можно сделать на основе измерений спинов низколежащих уровней Pr^{142} .

В заключение автор выражает свою благодарность И.М. Франку и Ф.Л. Шапиро за интерес к работе и дискуссии при обсуждении результатов, Г.П. Жукову за наладку магнитофона и всему коллективу сотрудников за постоянную помощь в работе.

З. Кноблеховой и Я. Вавре автор благодарен за участие в измерениях и за помощь при обработке результатов.

Л и т е р а т у р а

1. R.T.Carpenter, L.M.Bollinger, Nucl. Physics 21 (1961) 66.
2. C.Corge, V.D.Huynh, J.Julien, J.Morgenstern, F.Netter. J.Physique Rad. 22 (1961) 719.
3. Л.Б. Пикельнер и др. ЖЭТФ /в печати/ .
4. C.Corge, V.D.Huynh, J.Julien, J.Morgenstern, F.Neher. J.Physique Rad. 22 (1961) 724.
5. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохинцев и др. Атомная энергия 10 /1961/ 437.
6. Г.П. Жуков, Г.И. Забиякин и др. Препринт ОИЯИ 1127.
7. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Издат. ГУАЭ /1958/.
8. Л.В. Грошев, А.П. Демидов, В.Н. Лупенко, В.И. Пелехов. J.Julien, C.Corge, V.D.Huynh, J.Morgenstern, F.Netter Physics Letters 3 (1962) 67.
9. В.Н. Ефимов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-641.
10. W.F.Miller, W.I.Snow. ANL Report ANL 6318.
11. В.Buck, F.Perey, Phys. Rev. Letters 8 (1962) 444.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 марта 1963 года.

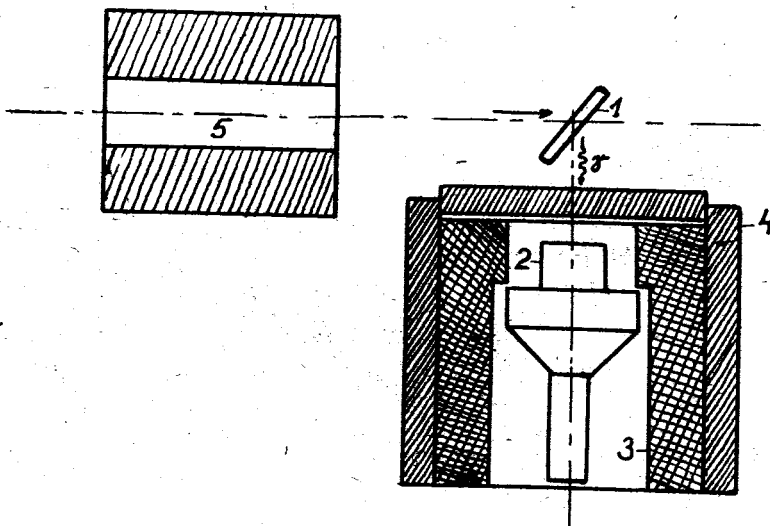


Рис. 1. Схематическое изображение установки

- 1 - образец; 2 - кристалл детектора;
3 - свинцовая защита; 4 - защита из B_4C с парафином;
5 - коллиматор из B_4C с парафином.

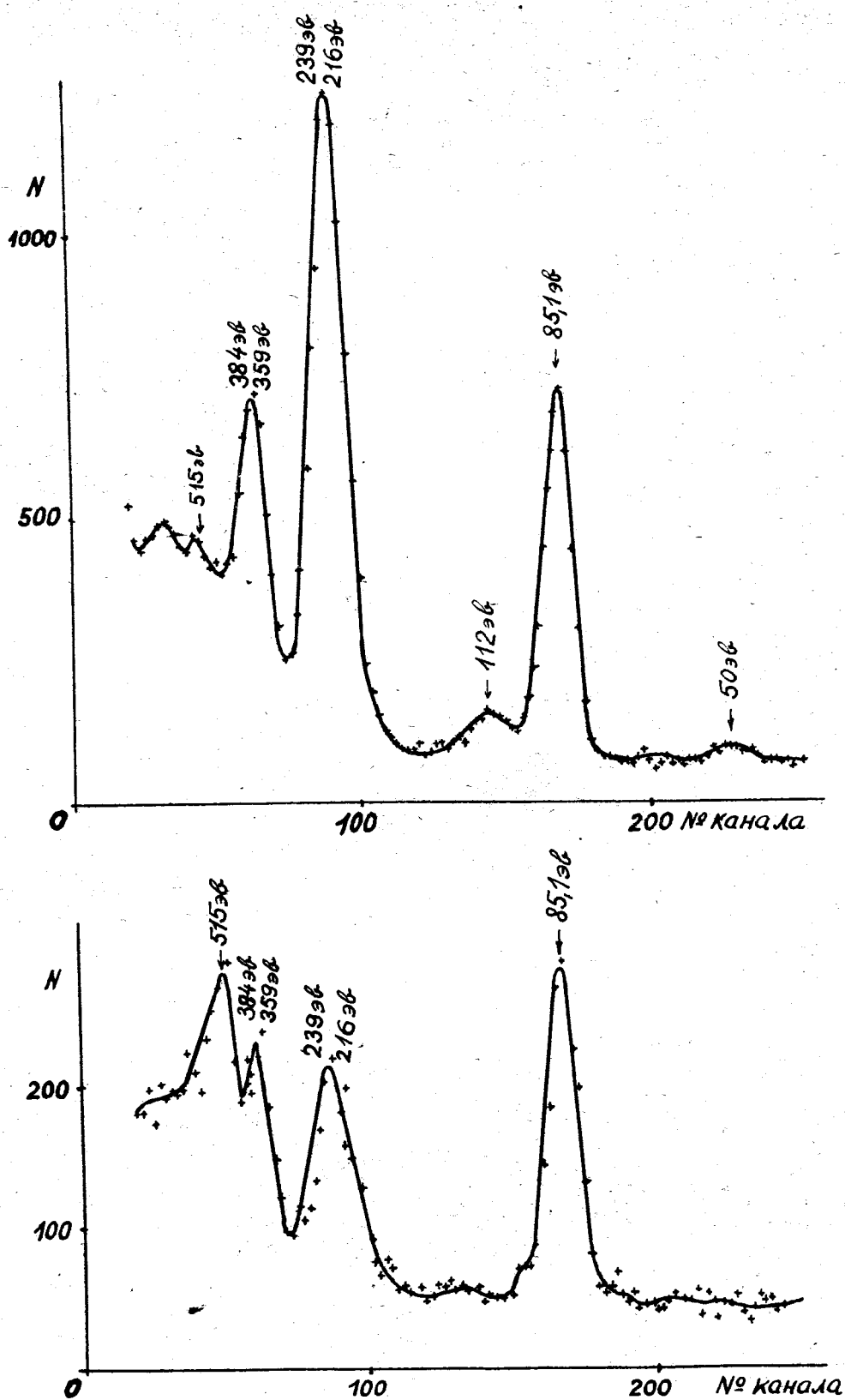


Рис. 2. Временные спектры

а/ спектр при энергии γ -лучей 3 Мэв;
 б/ спектр при энергии γ -лучей 5,85 Мэв.
 Ширина канала в обоих случаях 200 Кэв.

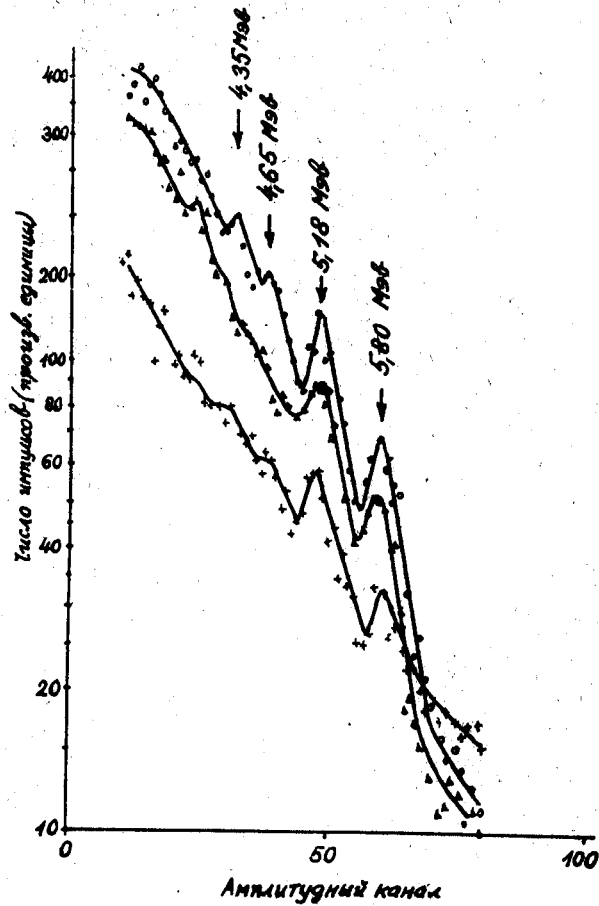
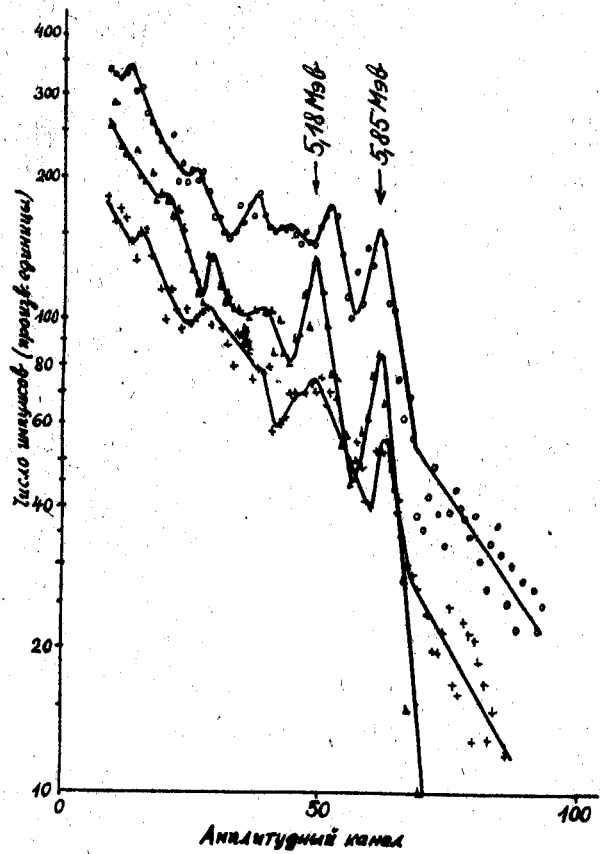


Рис. 3. Аппаратурный спектр γ -лучей высоких энергий

а/ спектры в резонансах 85,1; 384 и 515 эв.

резонанс 85,1 эв

резонанс 384 эв

резонанс 515 эв

б/ спектры γ -лучей в резонансах 216; 239; 359 эв.

ooo резонанс 216 эв

$\Delta \Delta \Delta$ резонанс 239 эв

+++ резонанс 359 эв

Таблица 1

E_n [эВ]	$\left[\frac{I_\gamma(5,85)}{I_\gamma(3,0)} \right]$ отн.	$\Gamma_\gamma(5,85) \cdot 10^3$ [эВ]
85,1	1	7,5 ₂
216	0,4 _{0,1}	3,6 ₁
239	0,41 _{0,1}	4,3 ₁
359	0,42 _{0,1}	3,0 ₁
384	0,94 _{0,15}	11
515	2 _{0,5}	13