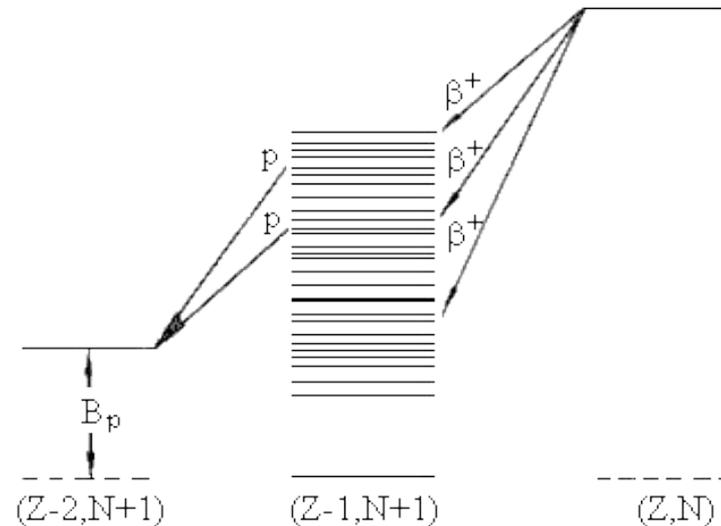


Экзотические виды радиоактивного распада

Испускание запаздывающих протонов

- В 1962 г. был обнаружен вылет протонов из высоковозбужденных и поэтому короткоживущих состояний ядер, заселяемых при бета-распаде или в различных ядерных реакциях.

- Уменьшение энергии отделения протона при продвижении в область протоно-избыточных изотопов делает возможным радиоактивные распады с испусканием запаздывающих протонов.



- Исходное ядро (Z, N) в результате β^+ -распада или E-захвата превращается в ядро $(Z-1, N+1)$. Если энергия возбуждения E^* ядра $(Z-1, N+1)$ больше энергии отделения протона B_p , то открыт канал распада возбужденного состояния ядра $(Z-1, N+1)$ с испусканием протона.

- В настоящее время известно свыше 70 β^+ -радиоактивных ядер, излучателей запаздывающих протонов.

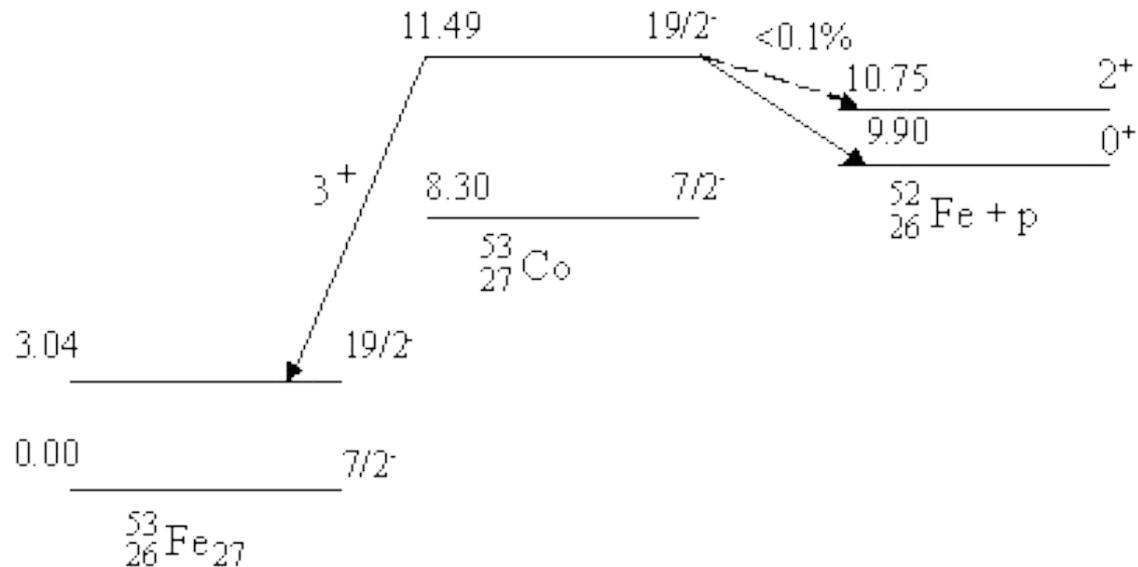
В случае легких ядер область протонных излучателей находится относительно близко от долины стабильности.

Поэтому излучатели запаздывающих протонов получают в реакциях типа $(p, 2-3n)$, $({}^3\text{He}, 2-3n)$.

Излучатели запаздывающих протонов

Изотоп	$T_{1/2}$, с	$Q_b - E_p$, МэВ	P_p , %*	Реакция
^9C	0.126	16.68	100	$^{10}\text{B}(p,2n), ^7\text{Be}(^3\text{He},n)$
^{13}O	0.09	15.81	12	$^{14}\text{N}(p,2n)$
^{21}Mg	0.121	10.66	20	$^{23}\text{Na}(p,3n), ^{20}\text{Ne}(^3\text{He},2n)$
^{33}Ar	0.174	9.32	63	$^{32}\text{S}(^3\text{He},2n), ^{35}\text{Cl}(p,3n)$
^{109}Te	4.4	7.14	3	$^{92}\text{Mo}(^{20}\text{He},3n), ^{96}\text{Ru}(^{16}\text{O},3n)$
^{111}Te	19.3	5.1	0.12	$^{102}\text{Po}(^{12}\text{C},3n), ^{98}\text{Ru}(^{16}\text{O},3n)$
^{114}Cs	0.7	8.8	$7 \cdot 10^{-2}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{115}Cs	1.4	5.41	$7 \cdot 10^{-4}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{116}Cs	3.9	6.45	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S},3p5n)$
^{118}Cs	16	4.7	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{120}Cs	58	2.73	$7 \cdot 10^{-8}$	$\text{La}(p,3pxn)$
^{181}Hg	3.6	6.15	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$\text{Pb}(p,3pxn)$
^{183}Hg	8.8	5	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$\text{Pb}(p,3pxn)$

- В 1970 году были зафиксированы протоны, связанные с распадом изомерного состояния ядра $^{53m}\text{Co}_{27}$



Испускание протонов происходит из изомерного состояния ядра ^{53m}Co с энергией 3.19 МэВ с образованием конечного ядра ^{52}Fe в основном состоянии.

Основной вид распада из изомерного состояния - β^+ -распад.

Испускание протонов из основного состояния ядра

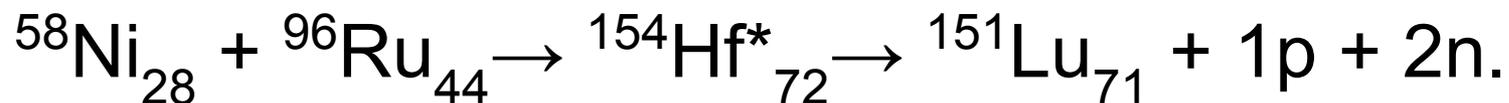
- Начало восьмидесятых годов обогатило ядерную физику открытием нового вида радиоактивных превращений атомных ядер. К известным ранее четырем типам радиоактивности - альфа, бета, гамма-распадам и делению ядер добавился протонный распад, при котором родительское ядро, находясь в основном состоянии, самопроизвольно испускает протон с образованием определенного состояния (не обязательно основного) дочернего ядра.

- Для осуществления протонного распада из основных состояний ядер необходимо было создать такие ядра, в которых протон не был бы связан с дочерним ядром, образующимся после вылета протона из родительского ядра, то - есть энергия относительного движения протона и дочернего ядра Q_p была бы положительной: $Q_p > 0$.
- Подобные ядра являются сильно - **нейтронодефицитными**, то - есть при данном числе протонов Z они имеют число нейтронов, заметно меньшее числа нейтронов в наиболее устойчивом при данном Z ядре.

- В земных условиях подобные ядра не образуются и их не удавалось получить при использовании всего спектра ядерных установок, начиная с атомных реакторов и кончая ускорителями различных типов. Поэтому для наблюдения протонной радиоактивности вначале необходимо было создать в необходимых количествах абсолютно новые по протон -нейтронному составу ядра.

Для получения таких ядер естественно было использовать реакцию слияния более легких стабильных ядер.

- Первое из протонораспадных ядер - $^{151}\text{Lu}_{71}$ было синтезировано в ядерной реакции вида:

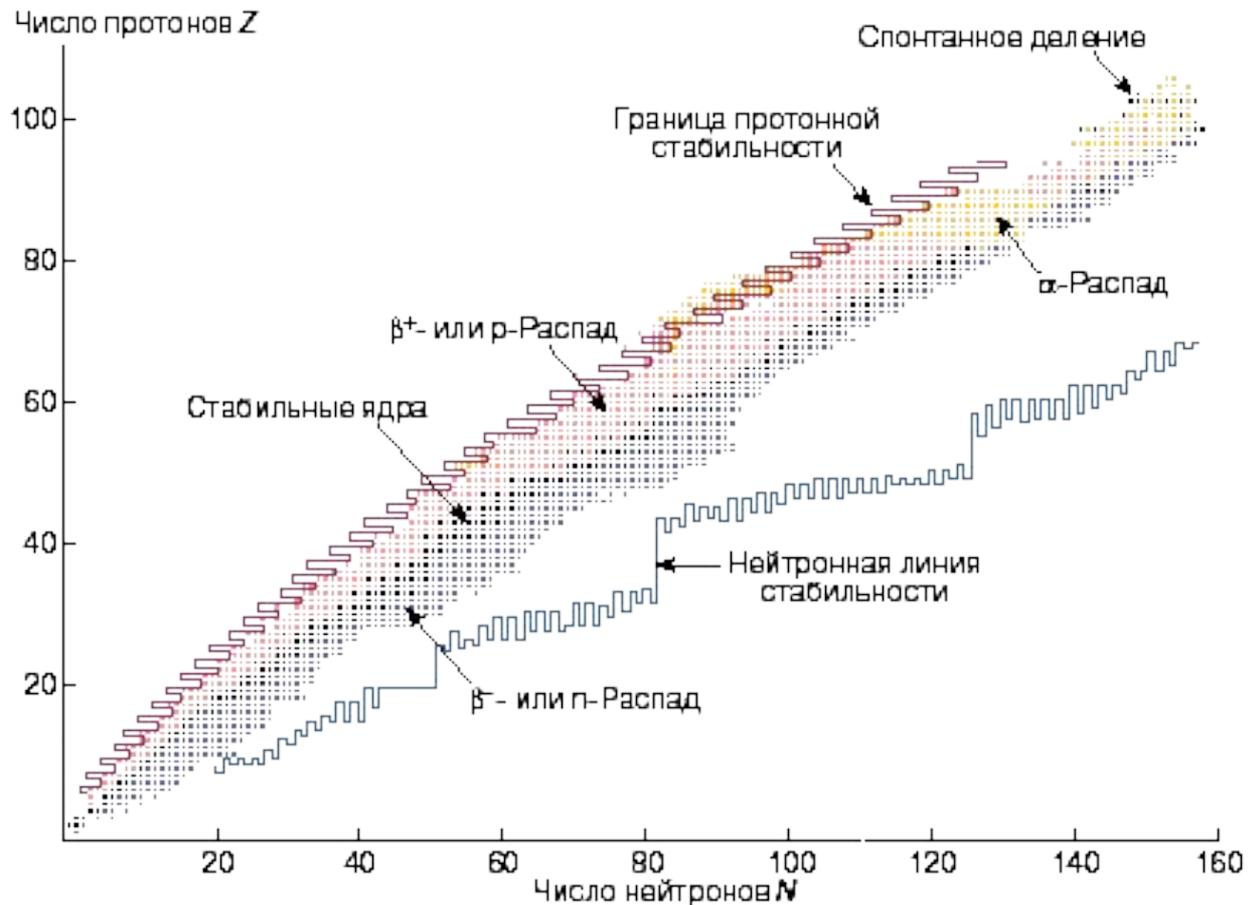


- Первое протонораспадное ядро $^{151}\text{Lu}_{71}$ было получено в 1981 году на рекордном по своим параметрам ускорителе многозарядных ионов в Дармштадте (Германия).
- К настоящему времени исследовано более 30 ядер, испытывающих протонный распад из основных и изомерных состояний, которые заполняют довольно широкую по Z и A область от $^{53}\text{Co}_{27}$ до $^{185}\text{Bi}_{83}$.
- Процесс получения новых подобных ядер интенсивно продолжается и в настоящее время.

Границы нуклонной устойчивости ядер.

“Дрип”-линии и протонный распад.

- Энергию отделения протона (нейтрона) S_p (S_n) от ядра (Z, N) с образованием дочернего ядра $(Z-1, N)$ ($(Z, N-1)$) можно определить как:
- $S_p(Z, N) = E_{\text{св}}(Z, N) - E_{\text{св}}(Z-1, N)$ $S_n(Z, N) = E_{\text{св}}(Z, N) - E_{\text{св}}(Z, N-1)$.
- Величины $S_p(Z, N)$ и $S_n(Z, N)$ имеют максимальные значения для данного Z при $N = N_0^p$. При уменьшении числа нейтронов N от $N = N_0^p$, то есть при переходе к нейтронодефицитным ядрам, величина $S_p(Z, N)$ уменьшается и при некотором значении $N = N_{\text{др}}^p$ становится равной нулю: $S_p(Z, N_{\text{др}}^p) = 0$. Атомные ядра с подобными значениями $Z, N = N_{\text{др}}^p$ соответствуют так называемой протонной “дрип” - линии, на которой один из протонов ядра полностью теряет энергию связи с остальными нуклонами ядра. Английское слово “дрип” переводится как “капать”, “падать каплями”, что физически соответствует ситуации, когда от ядра, как маленькие капельки начинают отделяться несвязанные протоны.
При увеличении величины N от $N = N_0^p$, то - есть при переходе к нейтроноизбыточным ядрам величина $S_n(Z, N)$ начинает уменьшаться и при некотором значении $N = N_{\text{др}}^n$ обращается в нуль: $S_n(Z, N) = 0$. Атомные ядра с подобными значениями $Z, N = N_{\text{др}}^n$ соответствуют нейтронной “дрип”-линии, на которой один из нейтронов полностью теряет энергию связи с остальными нуклонами ядра.



Протонный распад атомных ядер из основных состояний можно наблюдать, если атомное ядро находится за пределами области, ограниченной протонной “дрип”-линией.

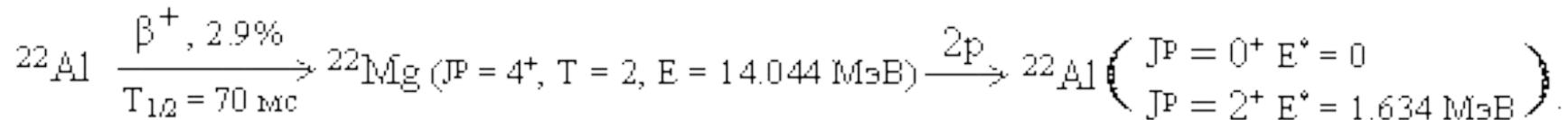
- Для всех исследованных протонораспадных ядер энергии вылетающего протона E_p меняются в интервале от 0.5 Мэв до 2 Мэв. В свою очередь доли протонного распада b_p лежат в интервале от 0.004 до 1, причем основную конкуренцию протонному распаду составляет бета-распад для ядер с $A \leq 151$ и альфа-распад - для более тяжелых ядер. Наконец, парциальные протонные периоды полураспада изменяются в интервале от 1 микросекунды до 50 секунд.
- Наблюдение ядер с протонными периодами полураспада, заметно большими 100 секунд, затруднено из-за сильной конкуренции с бета и альфа - распадами, а с периодами полураспада, меньшими нескольких микросекунд, невозможно из-за ограничений, связанных с экспериментальным временем сепарации и накопления протонораспадных ядер.

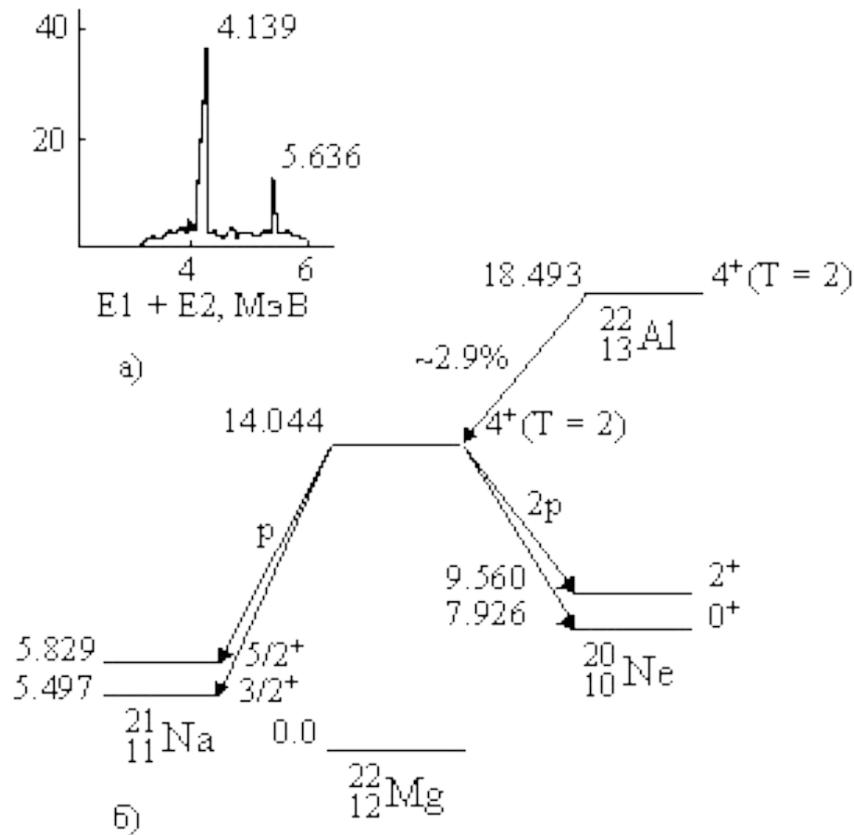
Двухпротонная радиоактивность

- Испускание двух запаздывающих протонов было обнаружено при β^+ -распаде изотопа ^{22}Al . Эксперимент выполнен на пучке ускоренных ионов ^3He с энергией 110 МэВ. Изотоп ^{22}Al образовывался в реакции:



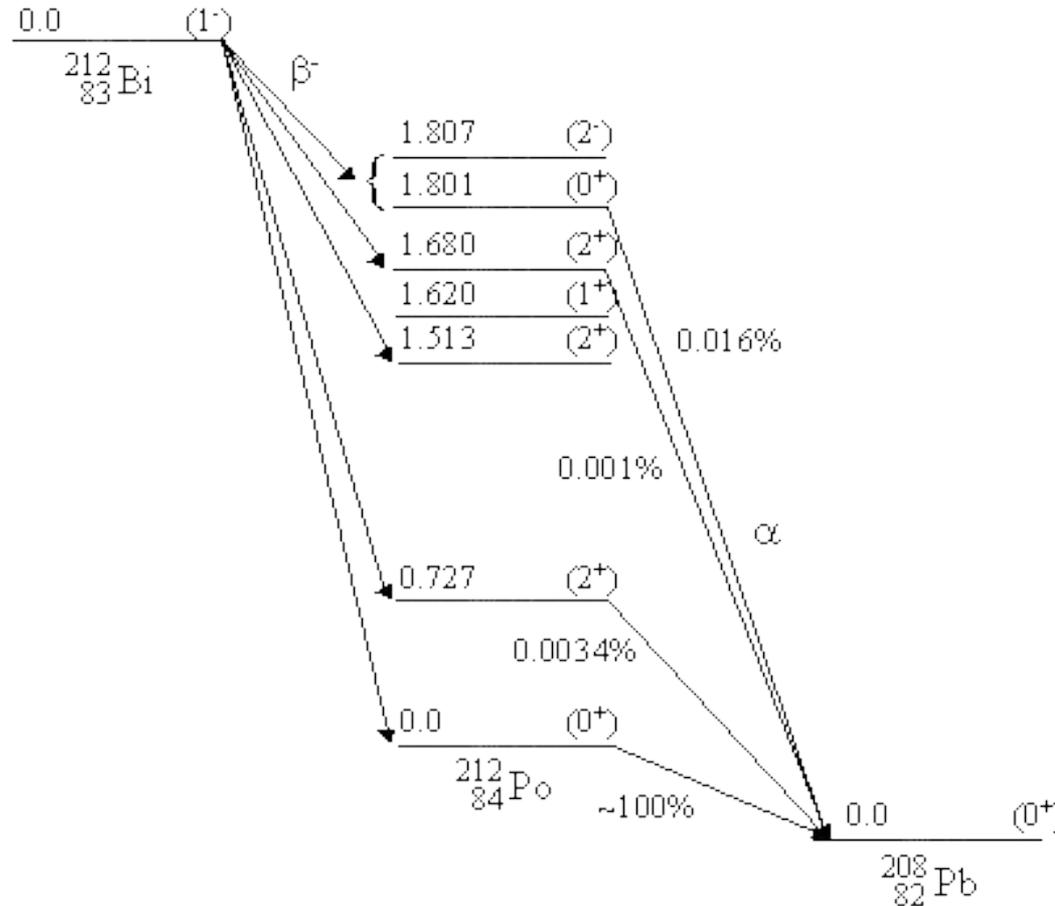
и далее распадался по цепочке





- Протоны регистрировались двумя телескопами из трех кремниевых счетчиков - системой ΔE_1 - ΔE_2 -E детекторов. Измерялись двумерные спектры протонов в режиме совпадений с разрешающим временем 20 нс. В спектре наблюдались два максимума при энергиях $E_1 + E_2 = 4.139$ и 5.636 МэВ, отвечающих двухпротонному распаду состояния 14.044 МэВ ядра ^{22}Mg с заселением основного и возбужденного ($E^* = 1.634$ МэВ) состояний конечного ядра ^{20}Ne .

Испускание запаздывающих альфа -частиц



- Для того, чтобы наблюдалось испускание запаздывающих α -частиц, необходимо, чтобы собственная скорость α -распада была существенно больше скорости предшествующего β -распада.

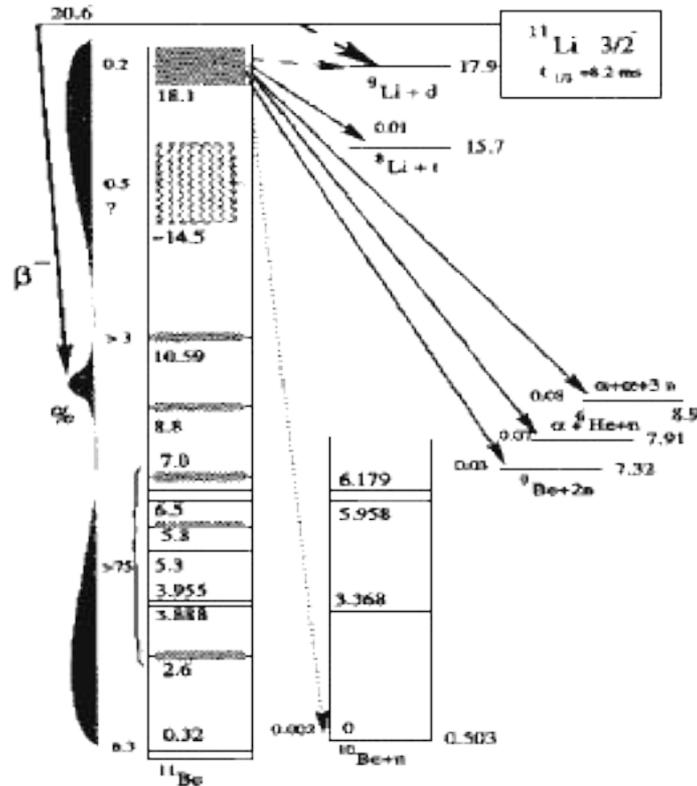
Испускание запаздывающих нейтронов

- Бета-распад может приводить к образованию ядер в возбужденных состояниях с энергией больше энергии отделения нейтрона. Распад этих состояний может происходить с эмиссией нейтронов.
- В настоящее время известно свыше 150 ядер излучателей запаздывающих нейтронов.

Излучатели запаздывающих нейтронов

Изотоп	$T_{1/2}$, с	$Q_b - E_n$, МэВ	P_n , %	Реакция
^{11}Li	0.009	22.5	82 ± 7	$p(600 \text{ МэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{13}B	0.0174	8.5	0.26 ± 0.04	$t + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{B} + p$
^{17}N	4.16	4.5	95 ± 1	$d + (^{16}\text{O} + ^{37}\text{Cl})$
^{27}Na	0.295	1.6	0.08 ± 0.03	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{28}Na	0.036	3	0.58 ± 0.12	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{29}Na	0.048	4.8	21 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{30}Na	0.055	7.2	26 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{31}Na	0.018	11.3	30 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{32}Na	0.014	12.2	20 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{141}Cs	24.9	0.32	0.05	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{142}Cs	1.7	1.04	0.28	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{143}Cs	1.68	1.64	1.13	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{144}Cs	1.06	1.89	1.1	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{145}Cs	0.59	2.24	12.1	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{146}Cs	0.35	2.09	14.2	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{147}Cs	0.214	2.96	25.4	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$

Испускание двух и трех запаздывающих нейтронов



- Испускание одного, двух и трех запаздывающих нейтронов наблюдалось при β -распаде ядра ^{11}Li . Энергия β -распада этого ядра составляет 20.6 МэВ, что превышает пороги отделения одного (0.503 МэВ), двух (7.32 МэВ) и трех (8.9 МэВ) нейтронов из ядра ^{11}Be .

Кластерная радиоактивность

- Кластерная радиоактивность - явление самопроизвольного испускания ядрами ядерных фрагментов (кластеров) тяжелее, чем α -частица.

Экспериментальные результаты по кластерному распаду

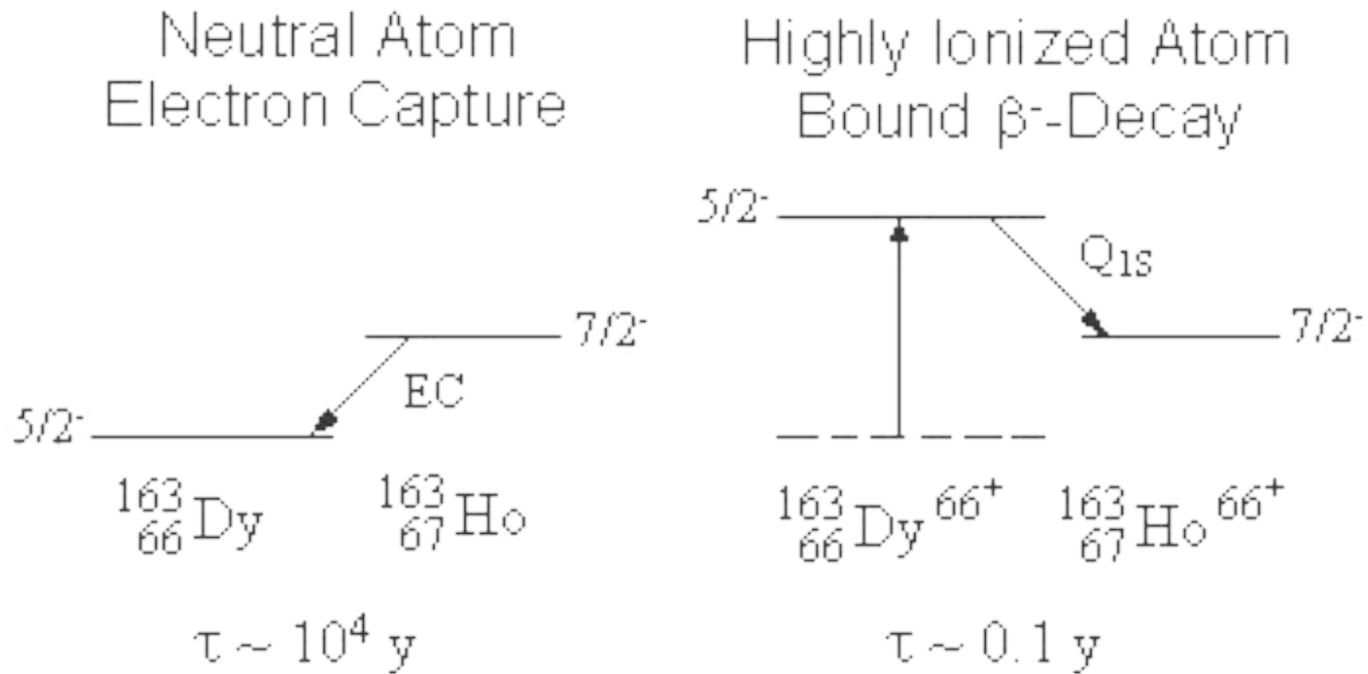
Исходное ядро	Испускаемый кластер	Энергия распада, Q, МэВ	λ_C/λ_α	$T_{1/2}$, ГОДЫ
^{221}Fr	^{14}C	31.28	$< 5 \cdot 10^{-14}$	$> 2 \cdot 10^8$
^{221}Ra	^{14}C	32.39	$< 1.2 \cdot 10^{-13}$	$> 7.4 \cdot 10^6$
^{222}Ra	^{14}C	33.05	$(3.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-10}$ $(3.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$	
^{223}Ra	^{14}C	31.85	$(8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$ $(7.6 \pm 3.0) \cdot 10^{-10}$ $(5.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-10}$ $(4.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-10}$ $(6.1 \pm 1.0) \cdot 10^{-10}$	
^{224}Ra	^{14}C	30.54	$(4.3 \pm 1.2) \cdot 10^{-11}$	$(2.3 \pm 0.6) \cdot 10^8$
^{226}Ra	^{14}C	28.21	$(3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-11}$ $(2.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-11}$	

^{225}Ac	^{14}C	30,47	$< 4 \cdot 10^{-13}$	$> 7 \cdot 10^{10}$
^{231}Pa	^{23}F	51,84	$< 4 \cdot 10^{-14}$	$> 8 \cdot 10^{17}$
^{230}Th	^{24}Ne	57.78	$(5.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{17}$
^{232}Th	^{26}Ne	55.97	$< 5 \cdot 10^{-11}$	$> 3 \cdot 10^{20}$
^{231}Pa	^{24}Ne	60.42	$(3.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-12}$	$(8.6 \pm 1.6) \cdot 10^{15}$
^{232}U	^{24}Ne	62.31	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-12}$	$(3.4 \pm 0.8) \cdot 10^{13}$
^{233}U	^{24}Ne	60.5	$(7.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-13}$	
	^{25}Ne	60.85	$(5.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-13}$	
^{234}U	^{24}Ne	58.84	$(4.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$	
	^{26}Ne	59.47	$(3.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}$	
^{235}U	^{24}Ne	57.36		
	^{25}Ne	57.83		
	^{26}Ne	58.11	$< 5 \cdot 10^{-12}$	$> 1.4 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{24}Ne	55.96		
	^{26}Ne	56.75	$< 4 \cdot 10^{-12}$	$> 6 \cdot 10^{18}$
^{234}U	^{28}Mg	74.13	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ $(2.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-13}$	

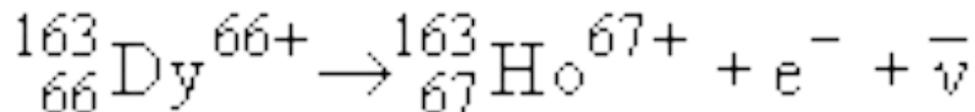
^{235}U	^{28}Mg	72.2	$< 8 \cdot 10^{-13}$	$> 9 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{30}Mg	72.51	$< 4 \cdot 10^{-12}$	$> 6 \cdot 10^{18}$
^{237}Np	^{30}Mg	75.02	$< 4 \cdot 10^{-14}$	$> 5 \cdot 10^{19}$
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	$\sim 2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{28}Mg	75.93	$(5.6^{+4.4}_{-2.5}) \cdot 10^{-17}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
	^{30}Mg	77.03		
	^{32}Si	91.21	$(1.4^{+0.6}_{-0.4}) \cdot 10^{-16}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	$< 1.3 \cdot 10^{-13}$	$> 5 \cdot 10^{16}$
^{241}Am	^{34}Si	93.84	$< 5 \cdot 10^{-15}$	$> 9 \cdot 10^{16}$
			$< 3 \cdot 10^{-12}$	$> 1.4 \cdot 10^{14}$
			$< 4.2 \cdot 10^{-13}$	$> 1.0 \cdot 10^{15}$
			$< 7.4 \cdot 10^{-16}$	$> 5.8 \cdot 10^{17}$

Бета распад на связанные состояния атома

- Необычный распад был впервые обнаружен в 1992 году. Речь идет о β^- -распаде полностью ионизированного атома на связанные атомные состояния.
- Ядро ^{163}Dy на N-Z диаграмме атомных ядер помечено черным цветом. Это означает, что оно является стабильным ядром. Действительно, входя в состав нейтрального атома, ядро ^{163}Dy стабильно. Его основное состояние ($5/2^+$) может заселяться в результате E-захвата из основного состояния ($7/2^+$) ядра ^{163}Ho . Ядро ^{163}Ho , окруженное электронной оболочкой, β -радиоактивно и его период полураспада составляет $\sim 10^4$ лет.

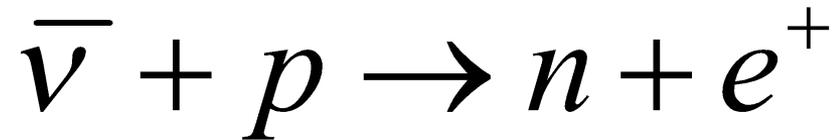


- Схема -распада полностью ионизованного ^{163}Dy .
 Процесс эквивалентен электронному захвату

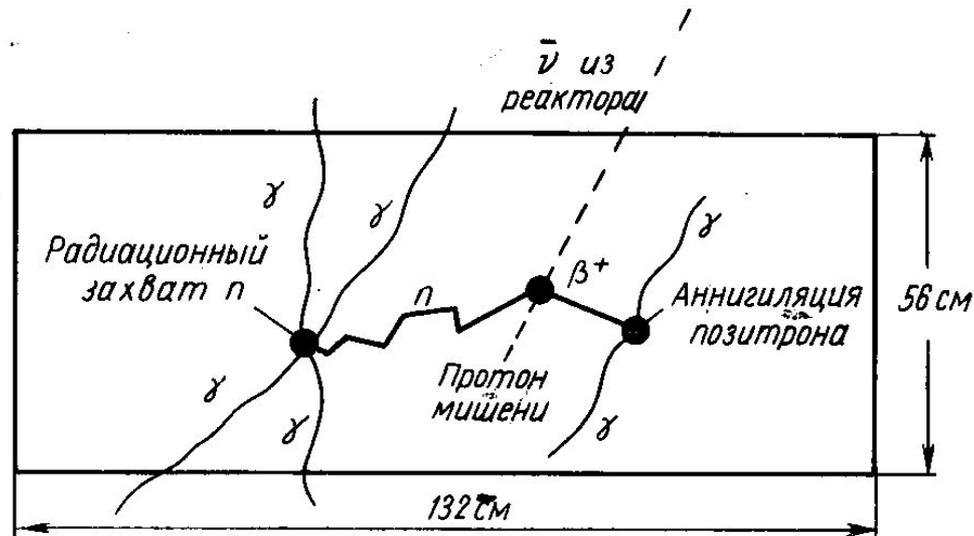


Обратные β -процессы

- Захват антинейтрино протонами

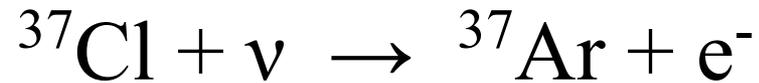


- 1959 г. Опыт Коуэна и Райнеса



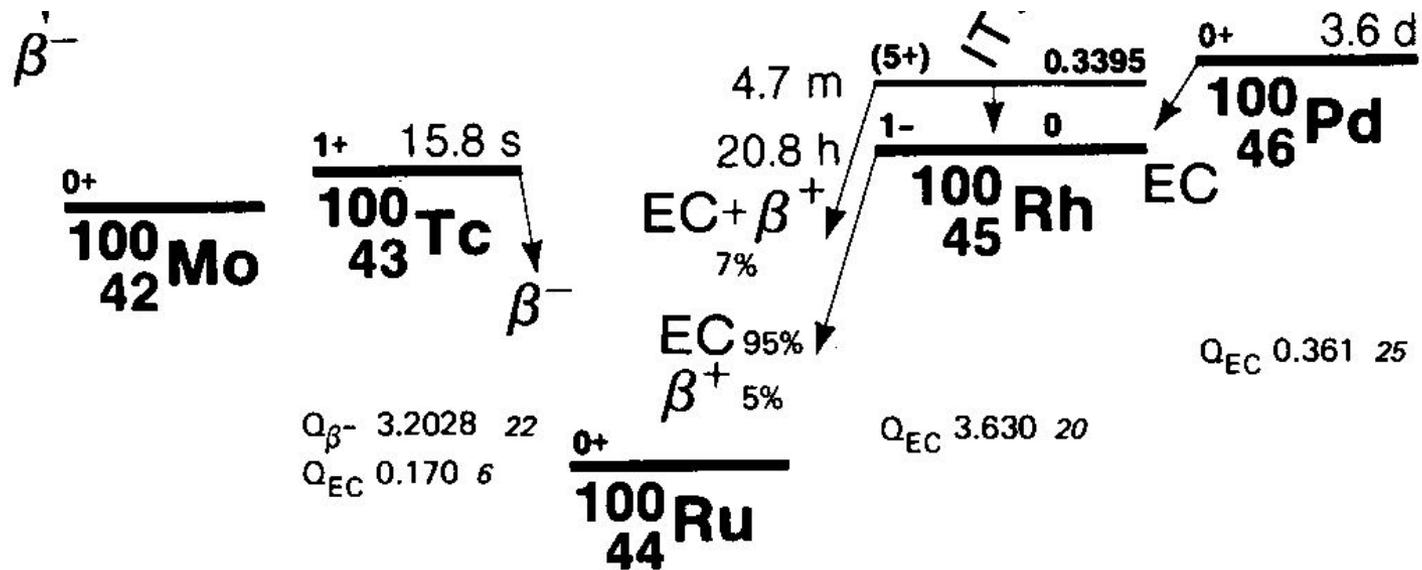
- **Захват нейтрино**

- 1956 г. Эксперимент Дэвиса



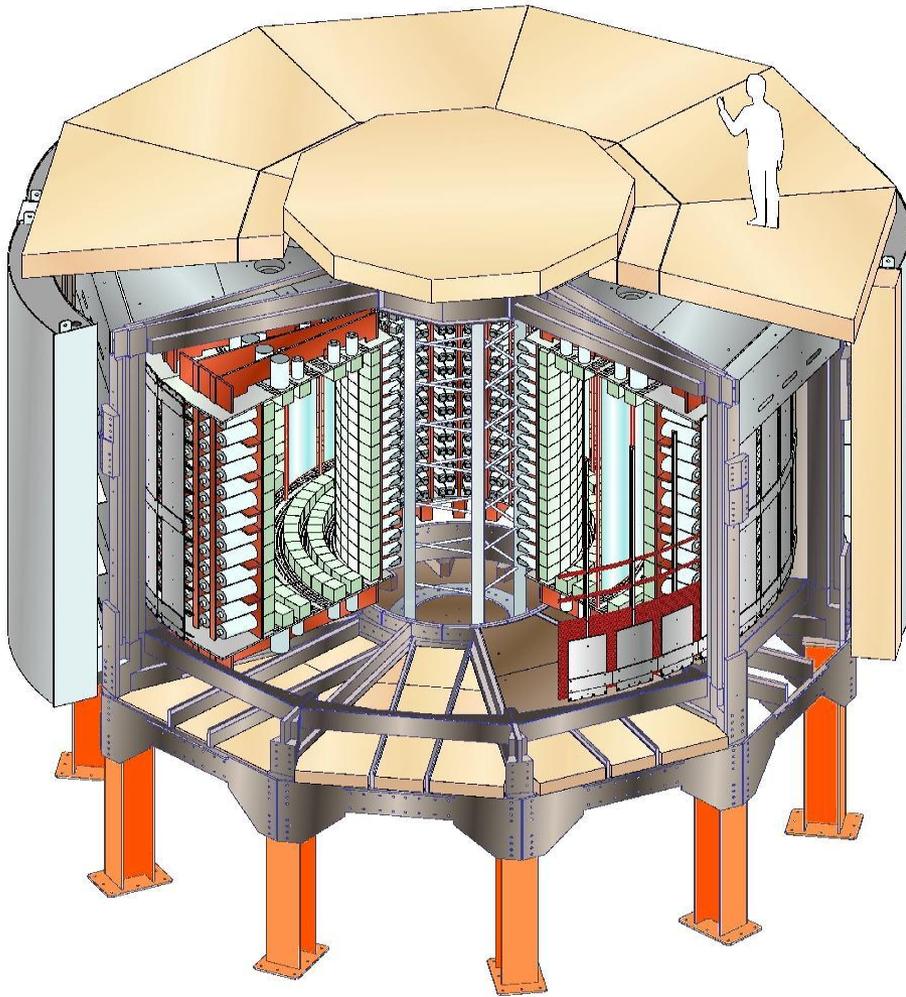
Количество ^{37}Ar было определено счетчиком Гейгера по интенсивности рентгеновского излучения, испускаемого при электронном захвате

Двойной бета-распад



The NEMO3 detector

Fréjus Underground Laboratory : 4800 m.w.e.



Source: 10 kg of $\beta\beta$ isotopes
cylindrical, $S = 20 \text{ m}^2$, 60 mg/cm^2

Tracking detector:

drift wire chamber operating
in Geiger mode (6180 cells)

Gas: He + 4% ethyl alcohol + 1% Ar + 0.1% H₂O

Calorimeter:

1940 plastic scintillators
coupled to low radioactivity PMTs

Magnetic field: 25 Gauss

Gamma shield: Pure Iron (18 cm)

Neutron shield: borated water
+ Wood

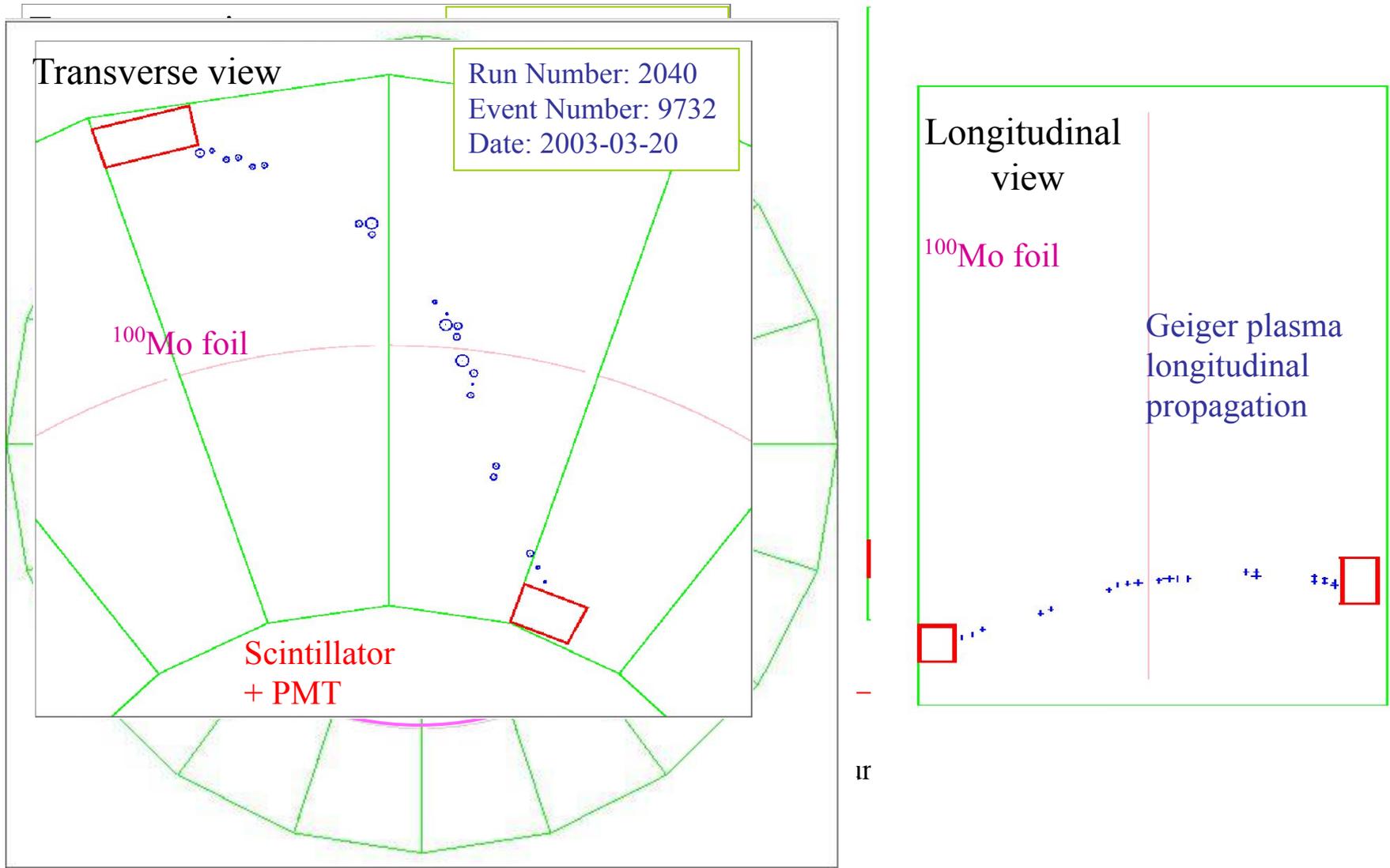
Background: natural radioactivity, mainly ^{214}Pb et ^{208}Tl (α 2.6 MeV)



Able to identify e^- , e^+ , γ and α

$\beta\beta$ events selection in NEMO-3

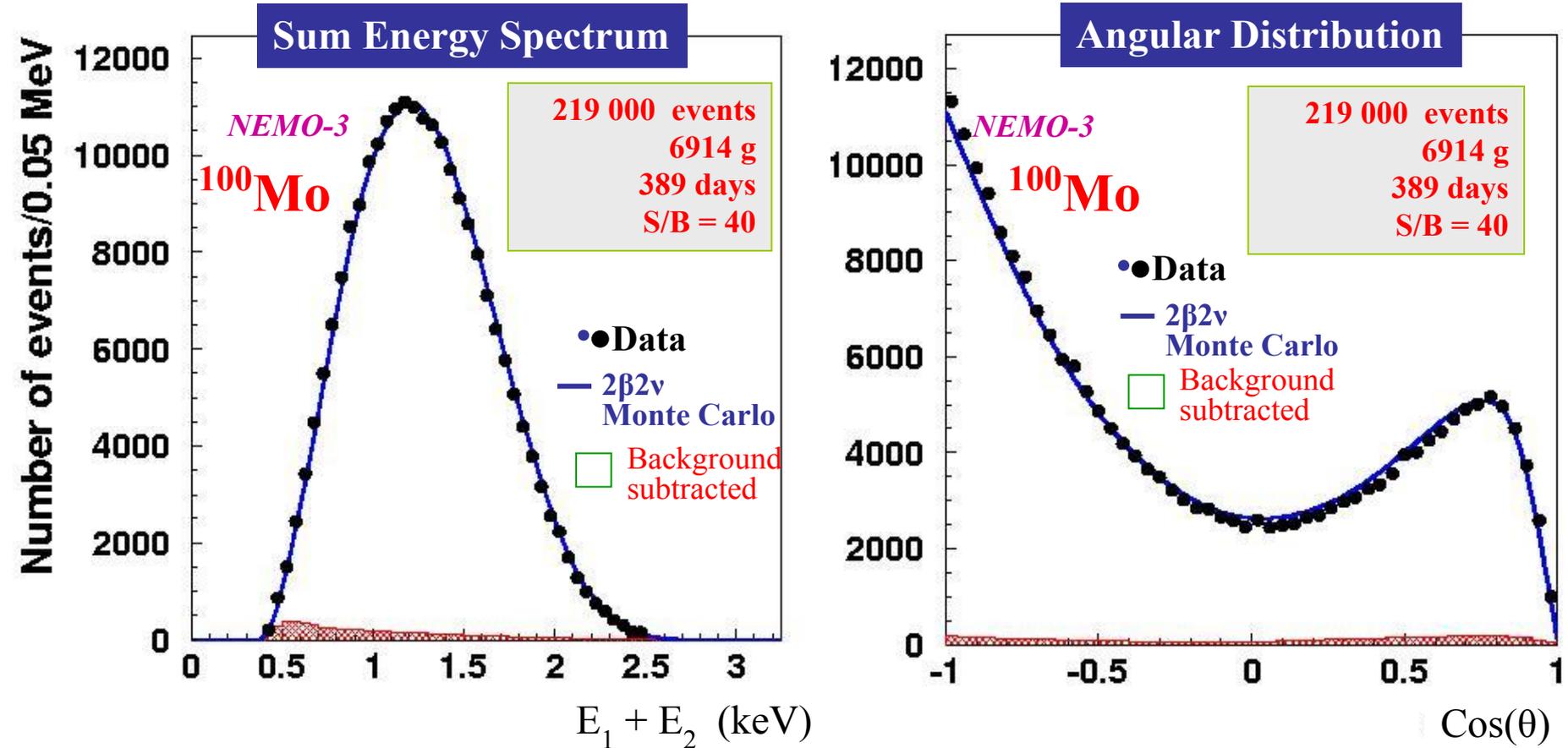
Typical $\beta\beta 2\nu$ event observed from ^{100}Mo



Top view

^{100}Mo $2\beta 2\nu$ preliminary results

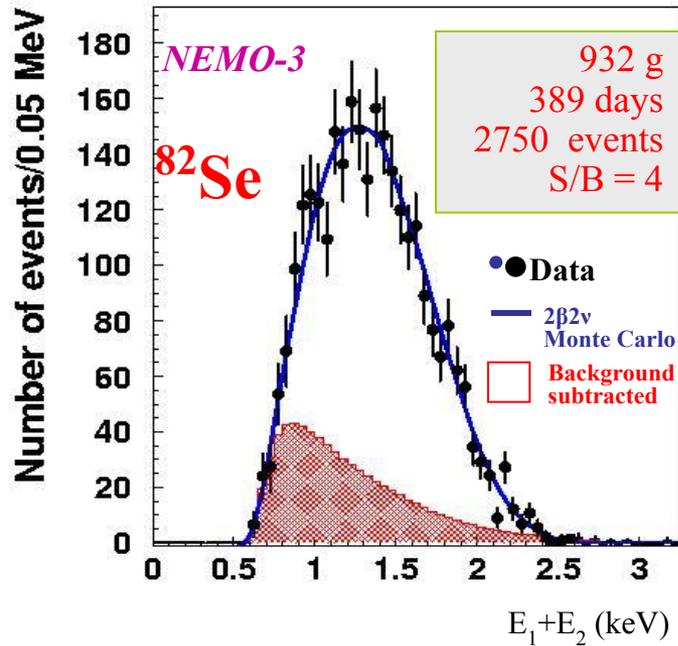
(Data Feb. 2003 – Dec. 2004)



7.37 kg.y

$$T_{1/2} = 7.14 \pm 0.02 \text{ (stat)} \pm 0.54 \text{ (syst)} \times 10^{18} \text{ y}$$

2 β 2 ν preliminary results for other nuclei



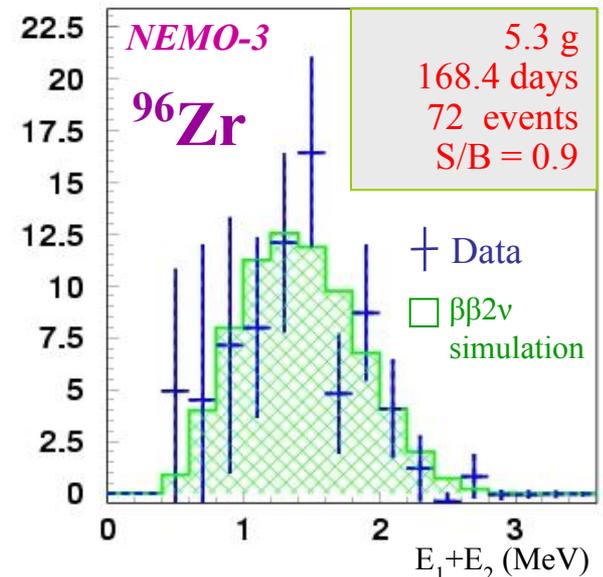
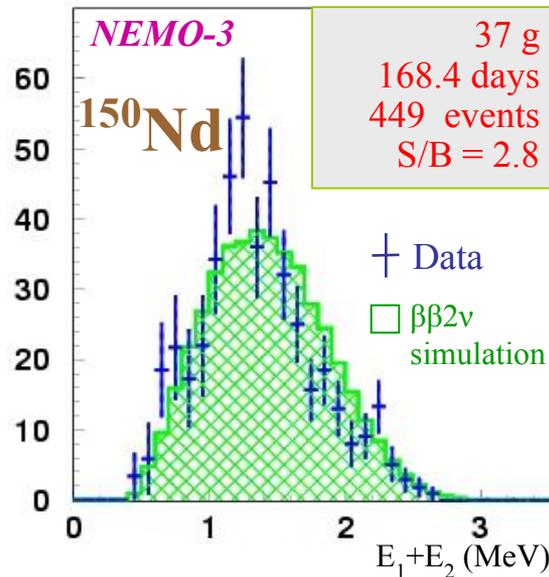
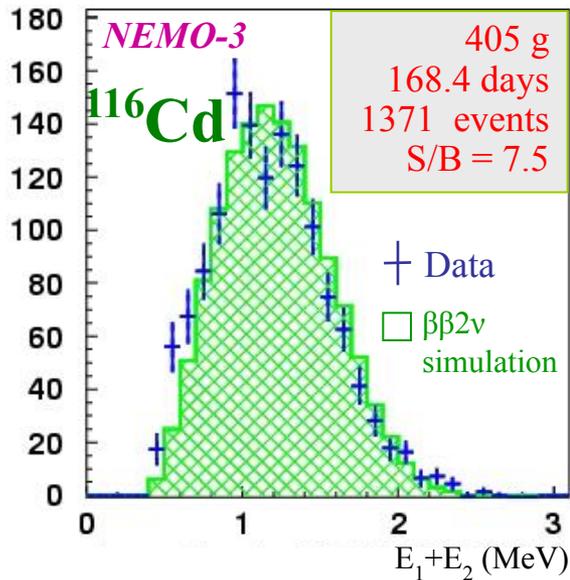
$$^{82}\text{Se} \quad T_{1/2} = 0.98 \pm 0.2 \text{ (stat)} \pm 0.1 \text{ (syst)} \times 10^{20} \text{ y}$$

$$^{116}\text{Cd} \quad T_{1/2} = 2.8 \pm 0.1 \text{ (stat)} \pm 0.3 \text{ (syst)} \times 10^{19} \text{ y}$$

$$^{150}\text{Nd} \quad T_{1/2} = 9.7 \pm 0.7 \text{ (stat)} \pm 1.0 \text{ (syst)} \times 10^{18} \text{ y}$$

$$^{96}\text{Zr} \quad T_{1/2} = 2.0 \pm 0.3 \text{ (stat)} \pm 0.2 \text{ (syst)} \times 10^{19} \text{ y}$$

Background subtracted



Излучения, сопровождающие радиоактивный распад

- Процессы электронного захвата и внутренней конверсии приводят к образованию вакансии на одной из атомных оболочек.
- Релаксационный процесс заполнения свободной вакансии сопровождается излучением рентгеновского кванта или испусканием Оже-электрона.

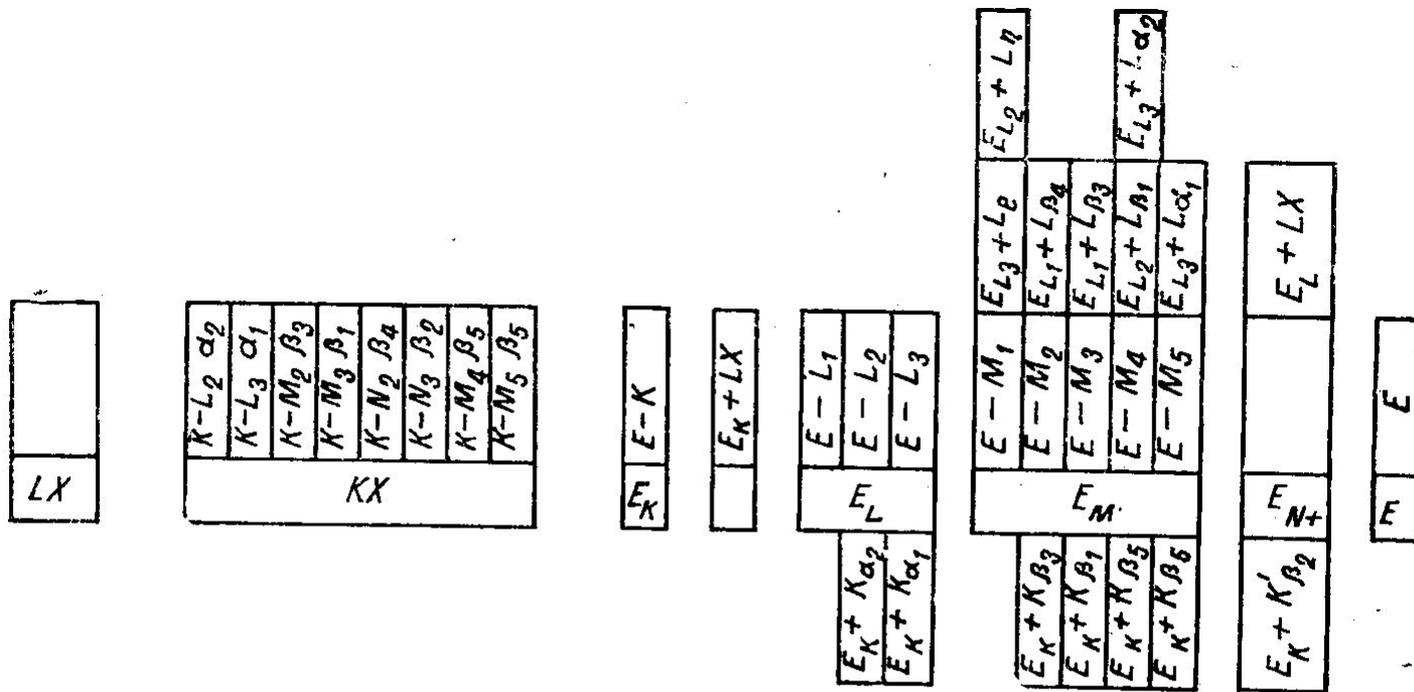
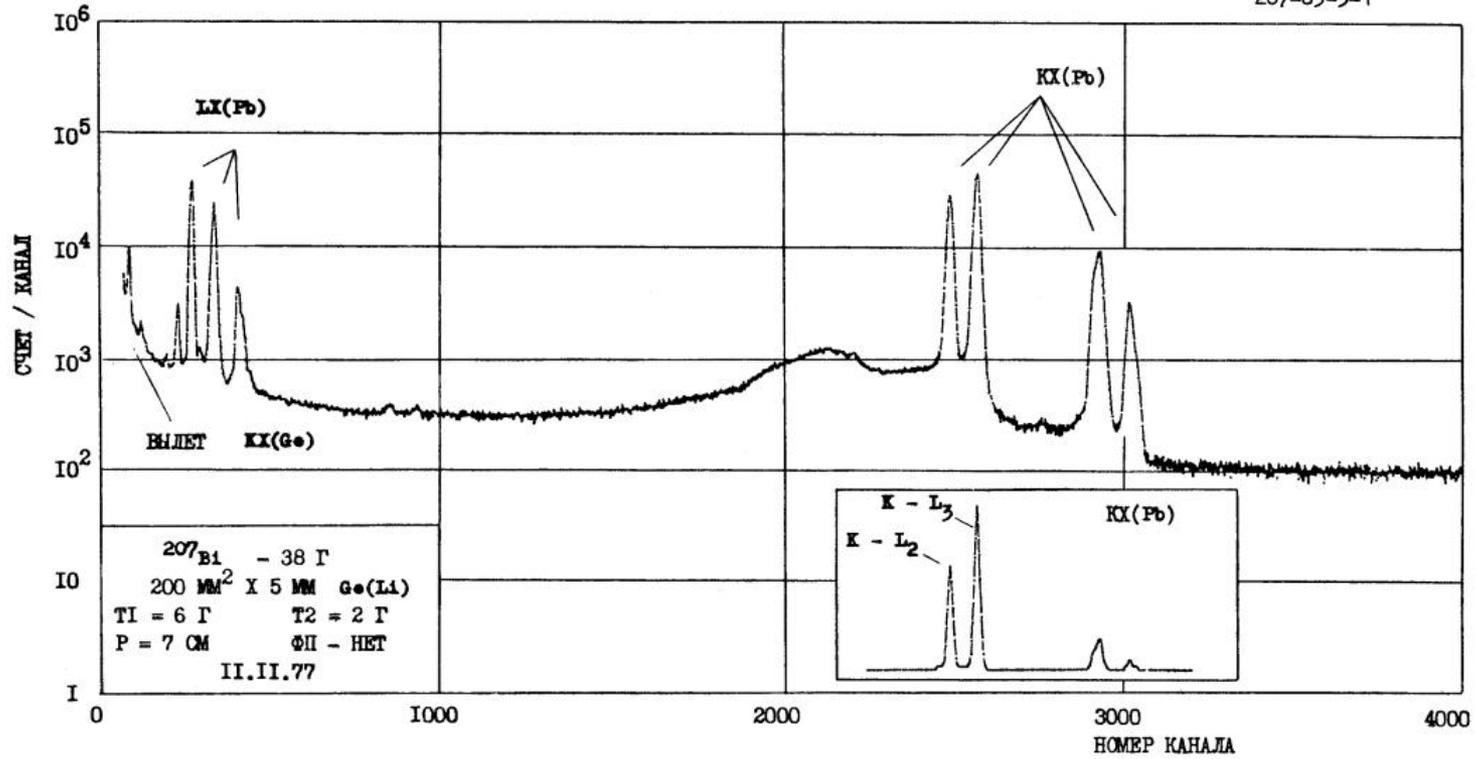


Рис. 39. Схема искажений аппаратного спектра вследствие истинных совпадений KX -и LX -лучей с K -, L -, M - и N -ЭВК для перехода с энергией E . Прямоугольники средней полосы — энергетическое распределение излучений, нижней и верхней — искажения интенсивностей ЭВК в результате совпадений с KX - и LX -лучами соответственно. Обозначения Зигбана для LX -лучей:

$$\begin{aligned}
 L_{\eta} &= L_2 - M_1; & L_{\alpha_1} &= L_3 - M_5; & L_{\beta_1} &= L_2 - M_4 \\
 L_e &= L_3 - M_1; & L_{\alpha_2} &= L_3 - M_4; & L_{\beta_3} &= L_1 - M_3 \\
 & & & & L_{\beta_4} &= L_1 - M_2 \\
 & & & & L_{\beta_6} &= L_3 - N_1
 \end{aligned}$$

^{207}Bi

207-83-3-1



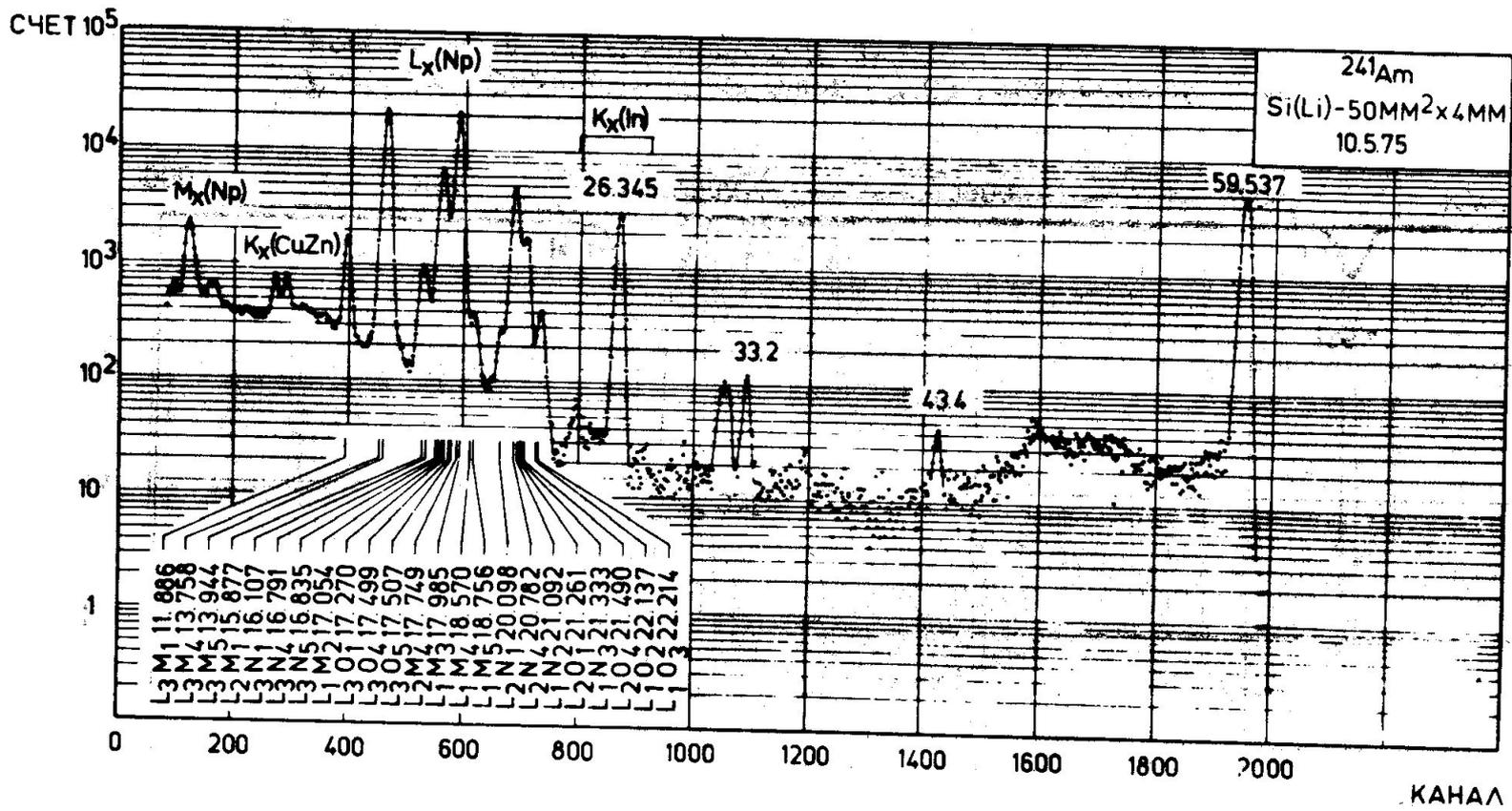
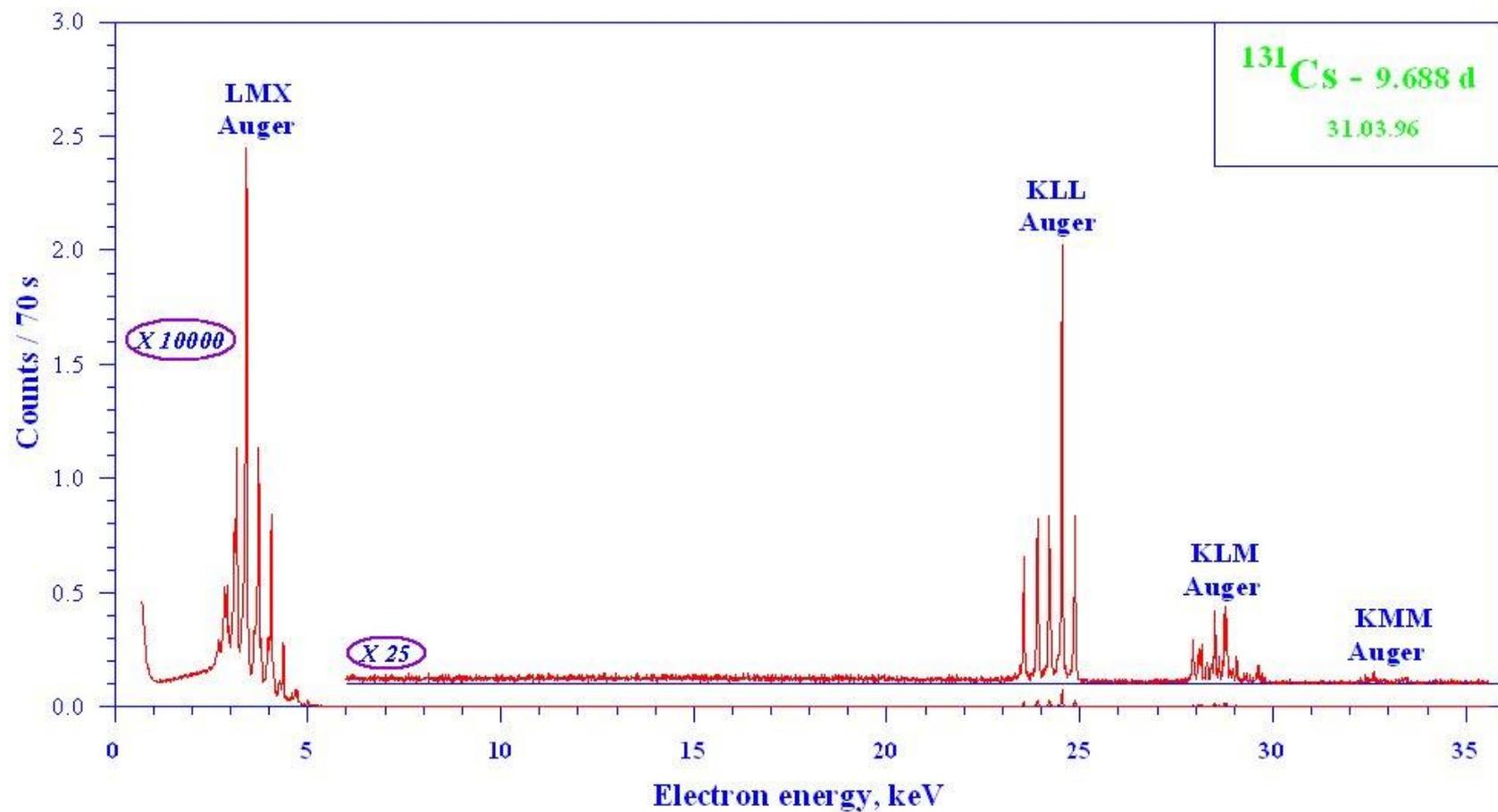
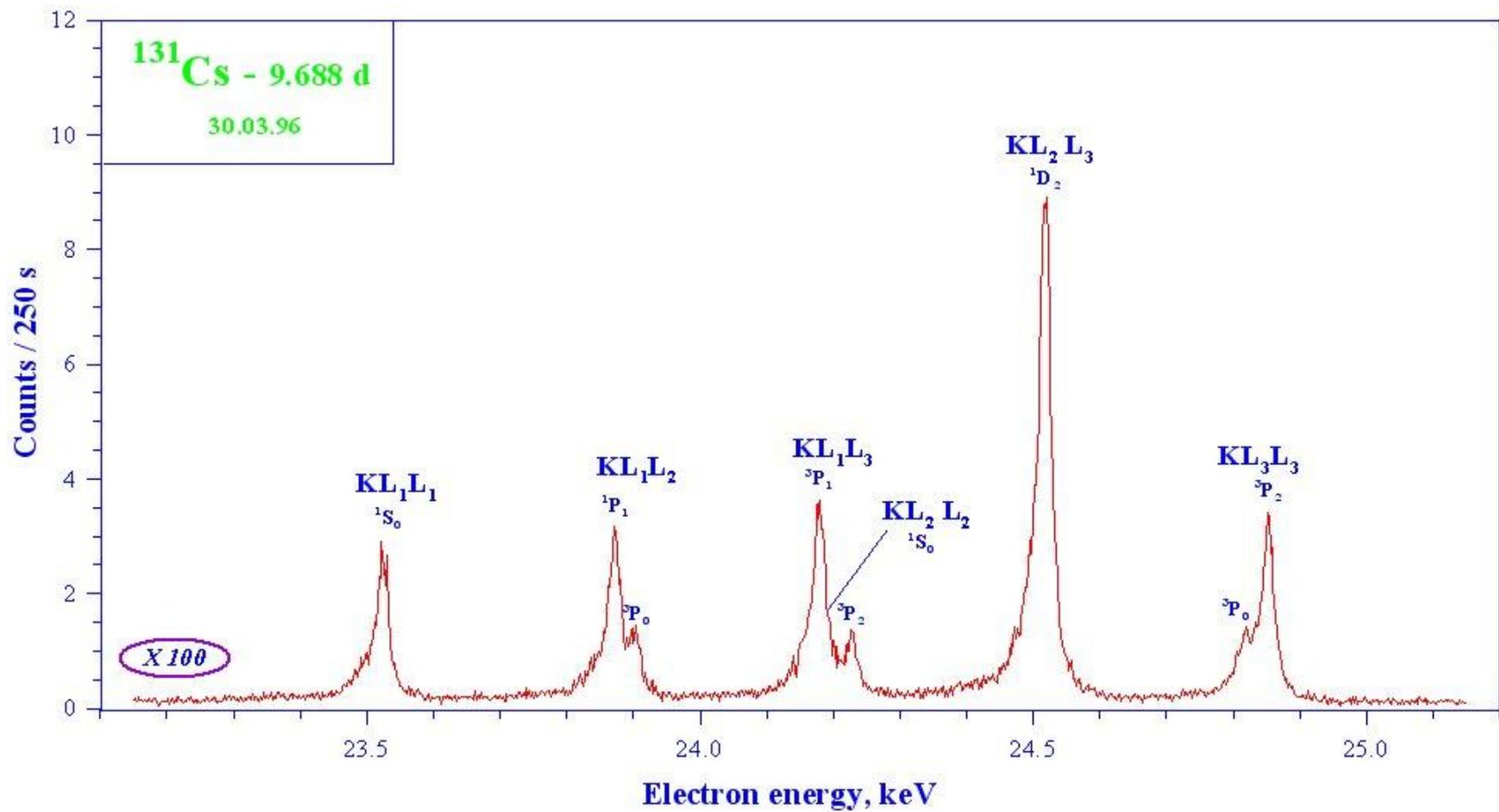


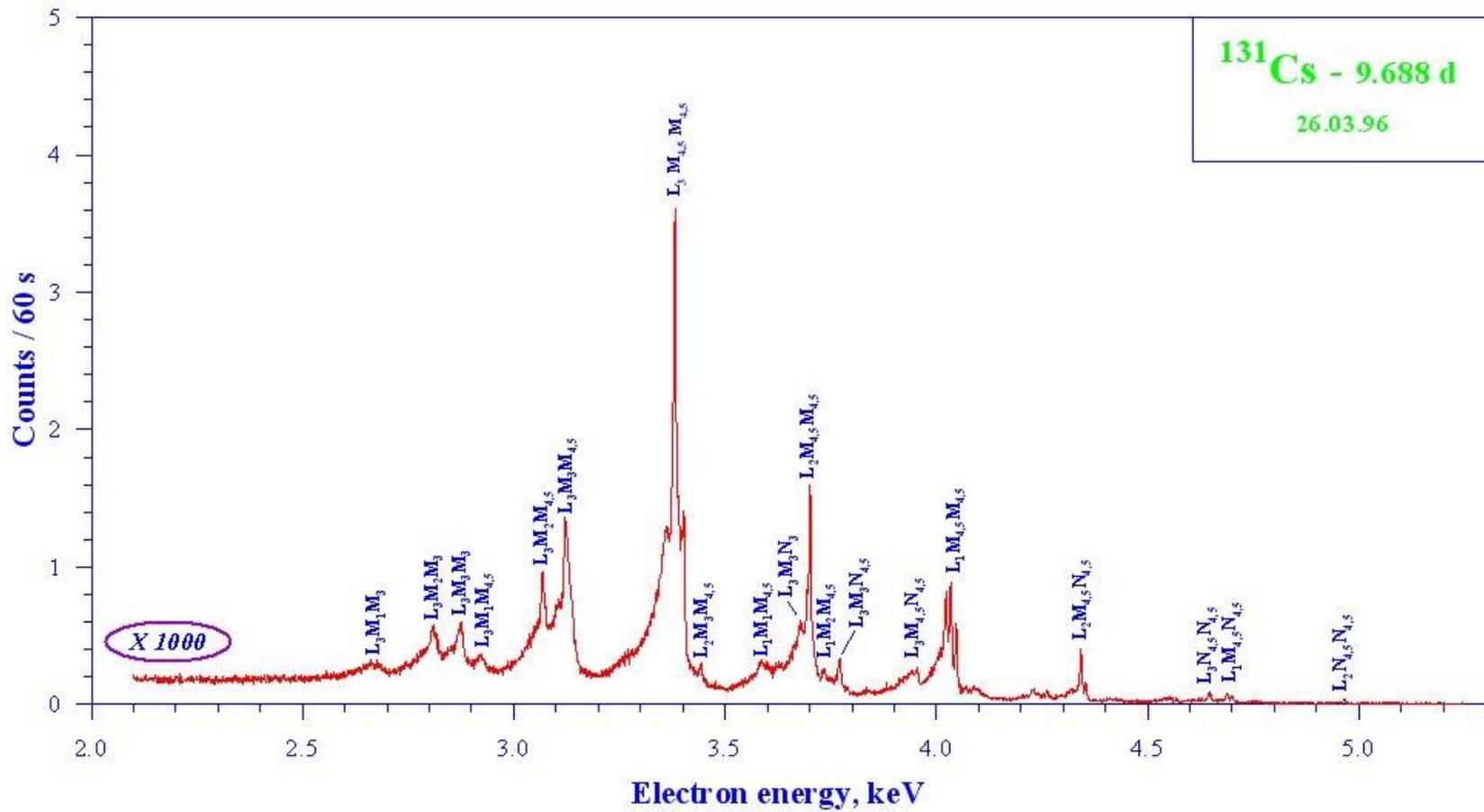
Рис. 17. Спектр гамма-лучей ^{241}Am , измеренный с помощью Si(Li) /50 мм² x 4 мм/-детектора /энергетическое разрешение 280 эВ для $E_\gamma \approx 5,6$ кэВ/.

Auger – электроны

- Оже процесс является конкурирующим испусканию рентгеновского излучения.





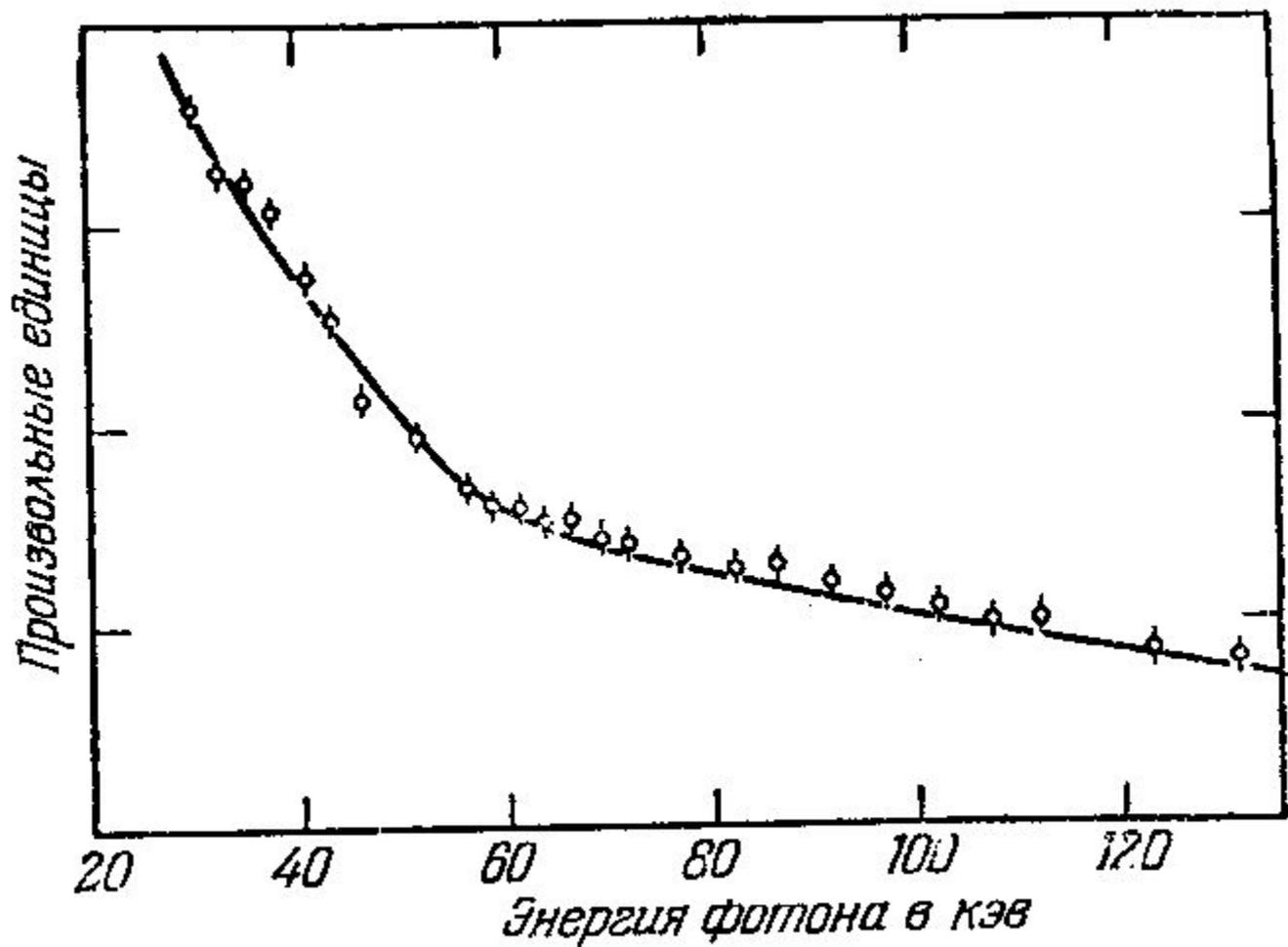


Внутреннее тормозное излучение

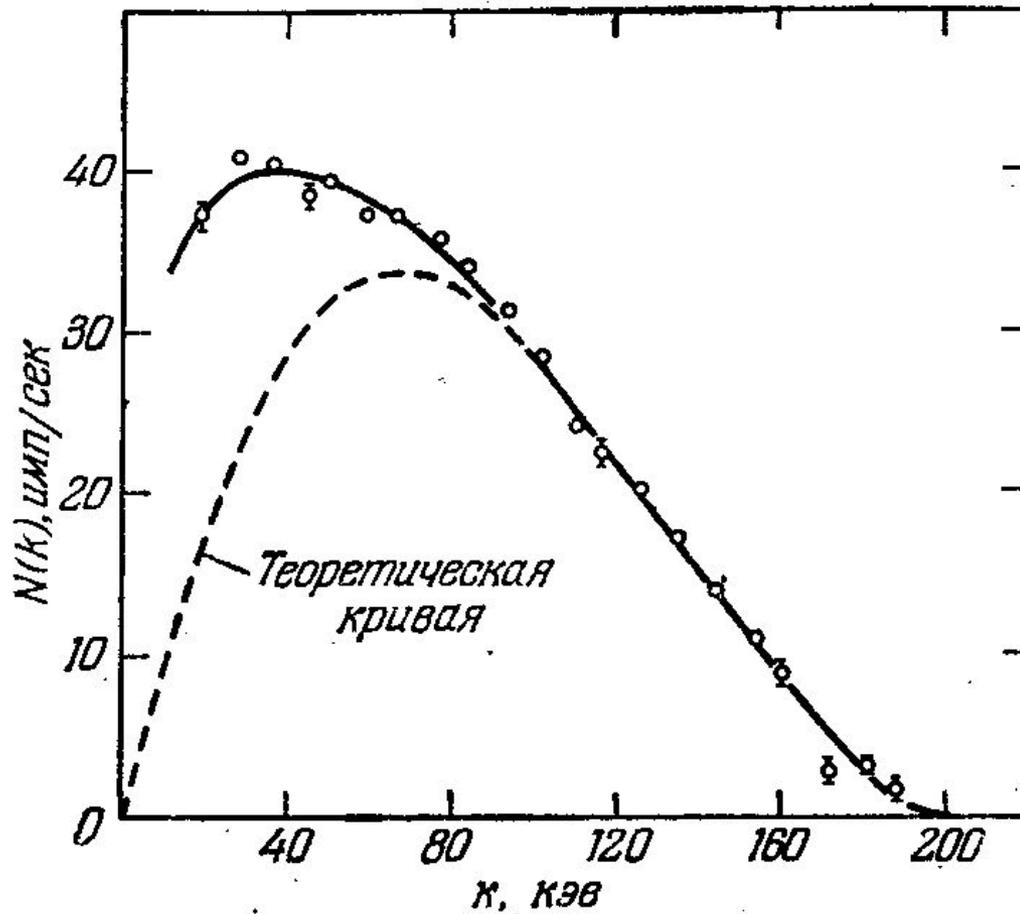
- Взаимодействие испускаемой ядром заряженной частицы (электрона или α -частицы) с кулоновским полем ядра приводит к рождению тормозных квантов, получивших название **внутреннего тормозного излучения (ВТИ)**.

Спектр ВТИ носит непрерывный характер и простирается до граничной энергии β -спектра или энергии α -частицы.

Энергетическое распределение ВТИ за исключением мягкой области ведет себя как плавно падающая функция.



Спектр внутреннего тормозного излучения ^{91}Y
(непрерывная линия – теоретический спектр)



Спектр внутреннего тормозного излучения ^{55}Fe

