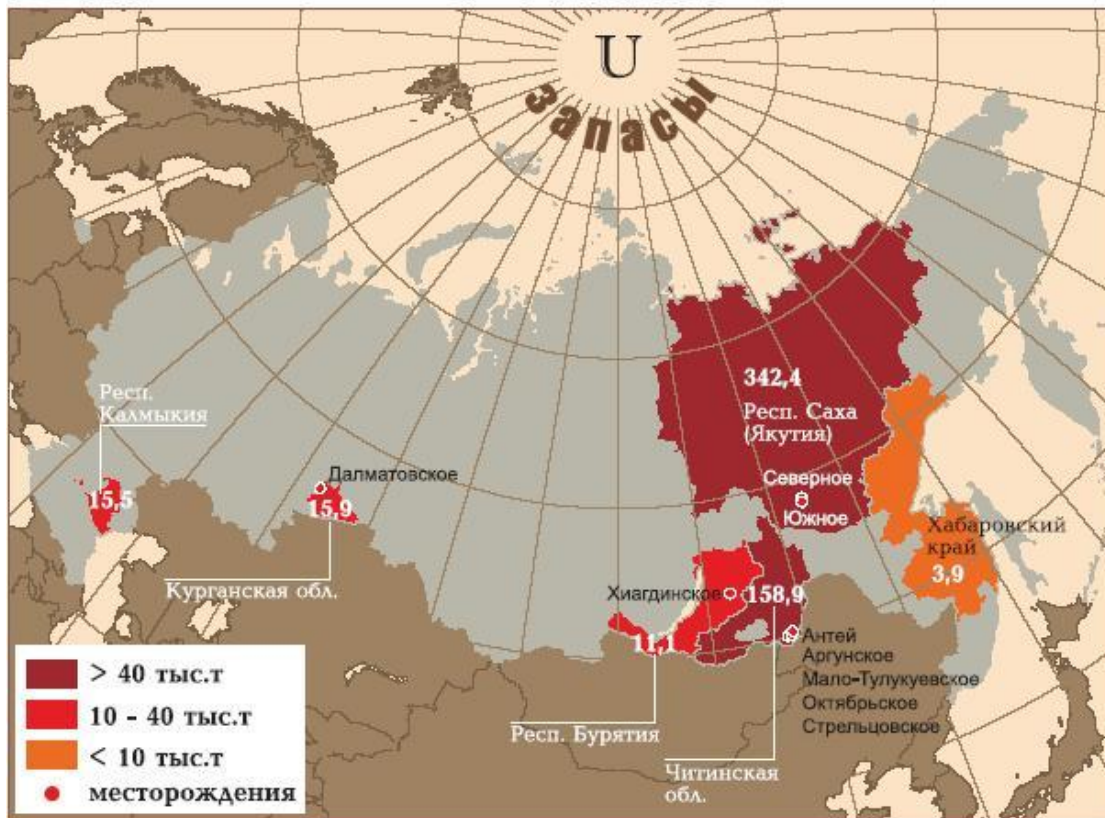


Оборудование АЭС

Лекция №2
Топливный цикл

Добыча урана

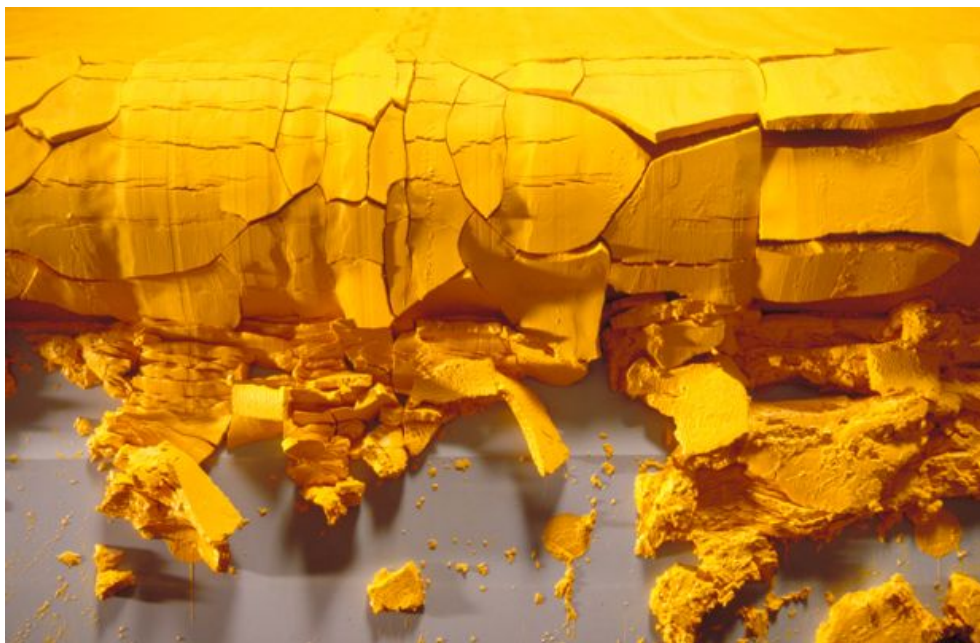


Атомные электростанции работают на уране, который, как и любой другой металл, необходимо извлечь из недр Земли. Урановые руды добываются карьерным или шахтным способом, а также методом подземного выщелачивания.

Мировые запасы урановой руды



Переработка руды



После добычи урановая руда доставляется на обогатительную фабрику, где размельчается и отделяется от породы. Путем различных химических и механических воздействий примеси уходят в осадок.

Продуктом переработки руды является концентрат оксида урана U_3O_8

Конверсия и обогащение

Концентрат оксида урана доставляется на завод переработки, где он обрабатывается так, что в итоге получается гексафторид урана UF_6 . Далее UF_6 доставляется на газодиффузионный обогатительный завод.

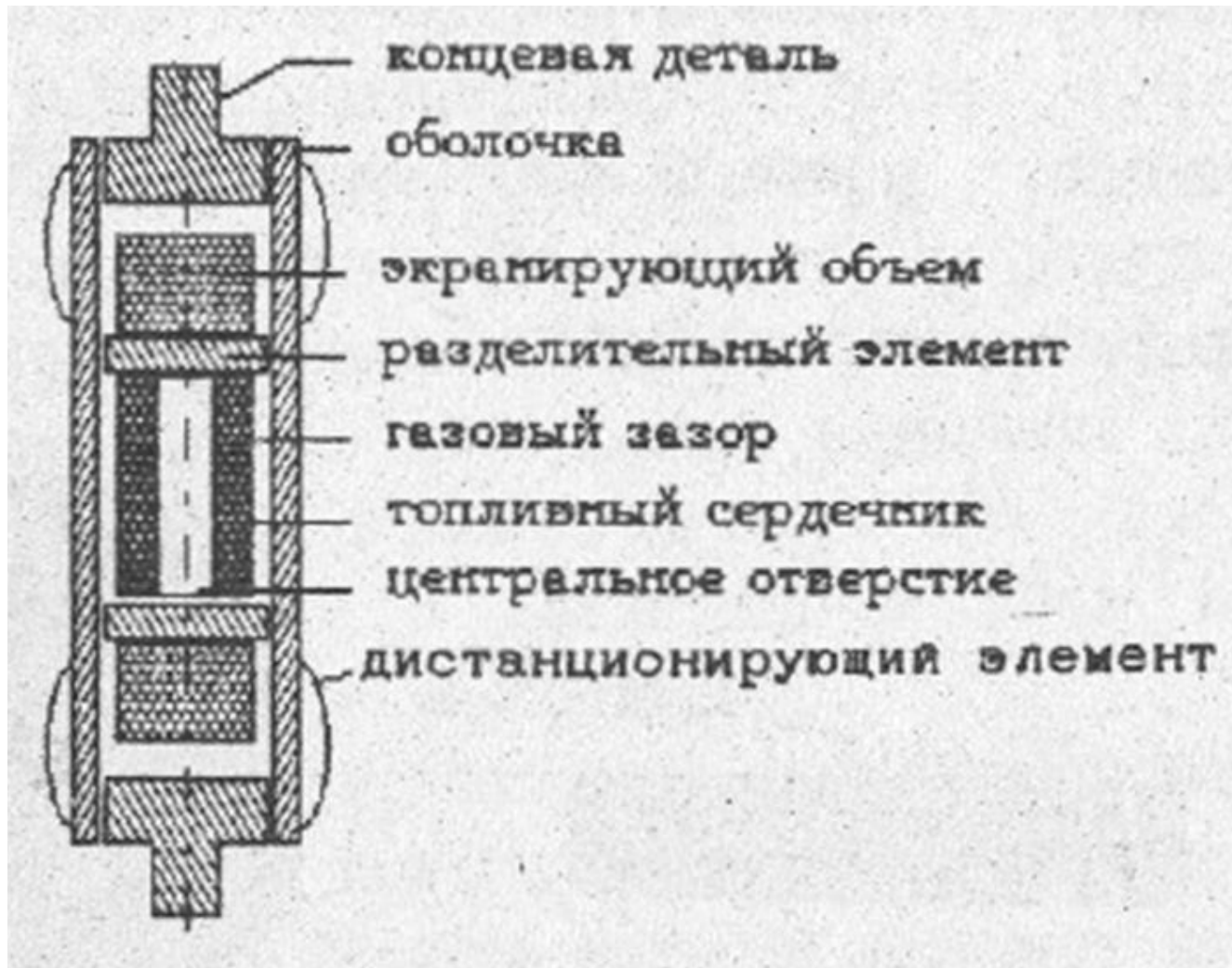


Изготовление ТВЭЛов



Топливные таблетки имеют диаметр от 0,7 до 1,5 см. После обработки их помещают в оболочки (трубки) из циркалия (сплава циркония и ниобия) или нержавеющей стали. С помощью концевых деталей трубки герметизируют.

Основные конструктивные элементы типового ТВЭЛа

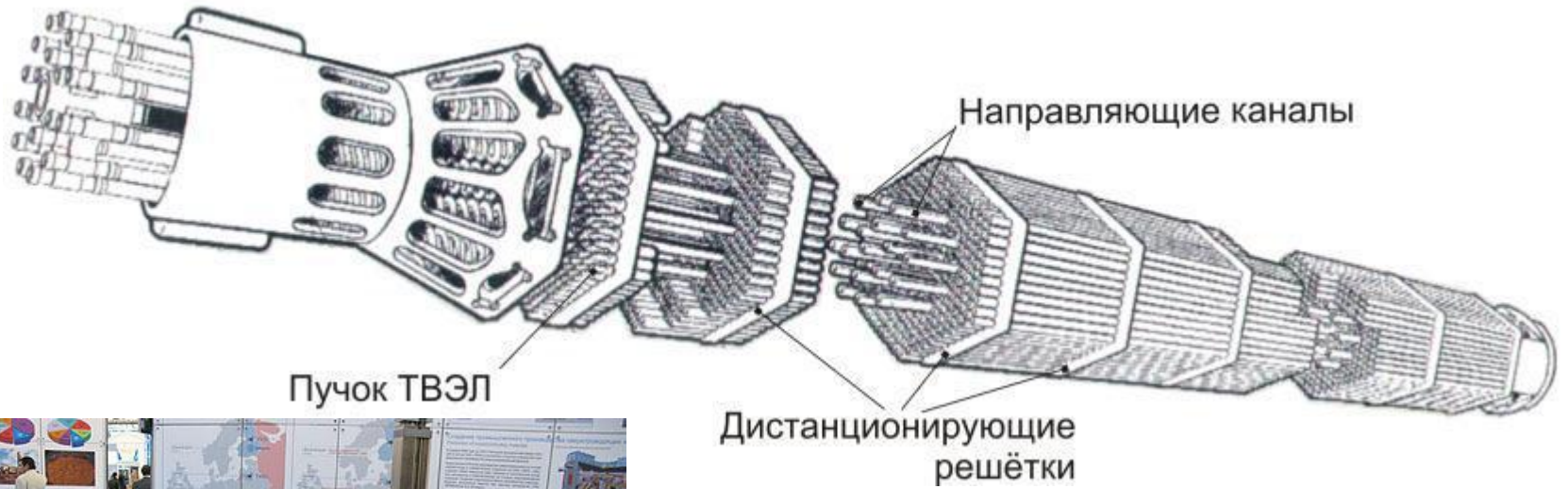


Классификация ТВЭЛов

- По виду топливной композиции – металл, карбид, нитрид, оксид
- Способу изготовления – традиционное или виброуплотнение
- По геометрическому признаку – блочковые, стержневые, кольцевые, трубчатые

Соединение	Тип решетки	Теоретическая плотность, 10^3 кг/м^3	Температура плавления, $^{\circ}\text{C}$
UO_2	Кубическая	10,97	2880
PuO_2	»	11,46	2240
ThO_2	»	9,82	3300
UC	»	13,63	2370
UC_2	($T < 1887^{\circ}\text{C}$) Тетрагональная ($T > 1887^{\circ}\text{C}$)	11,68	2470
PuC	Кубическая	13,60	1850
ThC	»	10,64	2625
UN	»	14,32	2850
PuN	»	14,23	2830
ThN	»	11,55	2820

Тепловыделяющая сборка



Загрузка ТВС в активную зону

Метод обратного умножения основан на предположении, что реактивность подкритического реактора с источником нейтронов обратно пропорциональна скорости счета детектора, расположенного в реакторе или вблизи него.

Справедливость такого предположения легко показывается для случая точечной модели реактора при условии постоянства интегральных параметров $\beta_{\text{эфф}}$ и Λ . Решение при этом дает обратно пропорциональную связь между числом нейтронов реакторе n и реактивностью реактора:

$$n = \frac{Q\Lambda}{|\rho|}$$

или, полагая, что скорость счета детектора N_d пропорциональна количеству нейтронов реакторе, получают

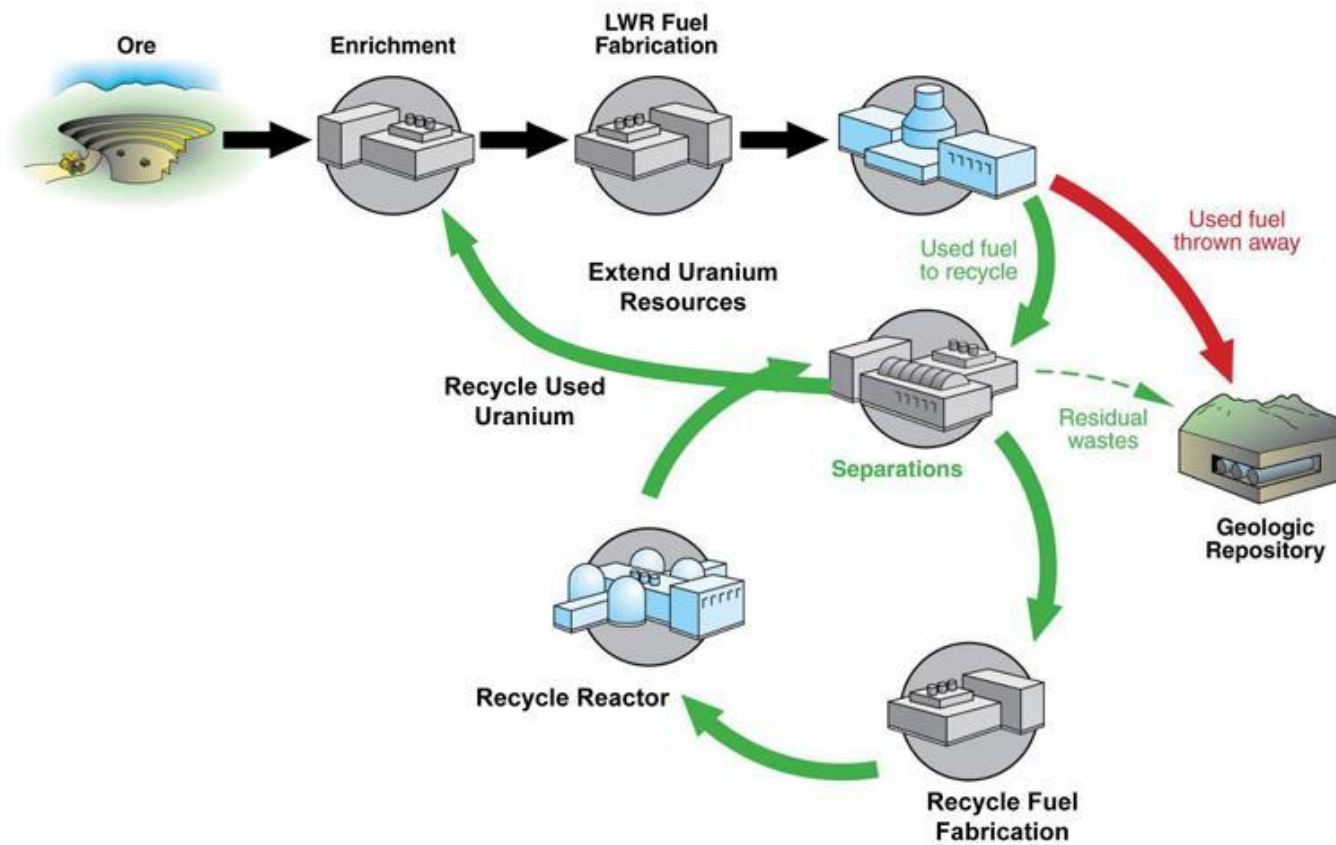
$$N_d = \frac{C}{|\rho|}$$

где $C = Q \Lambda \varepsilon$ (ε - эффективность регистрации нейтронов детектором)

Выдержка отработавших ТВС

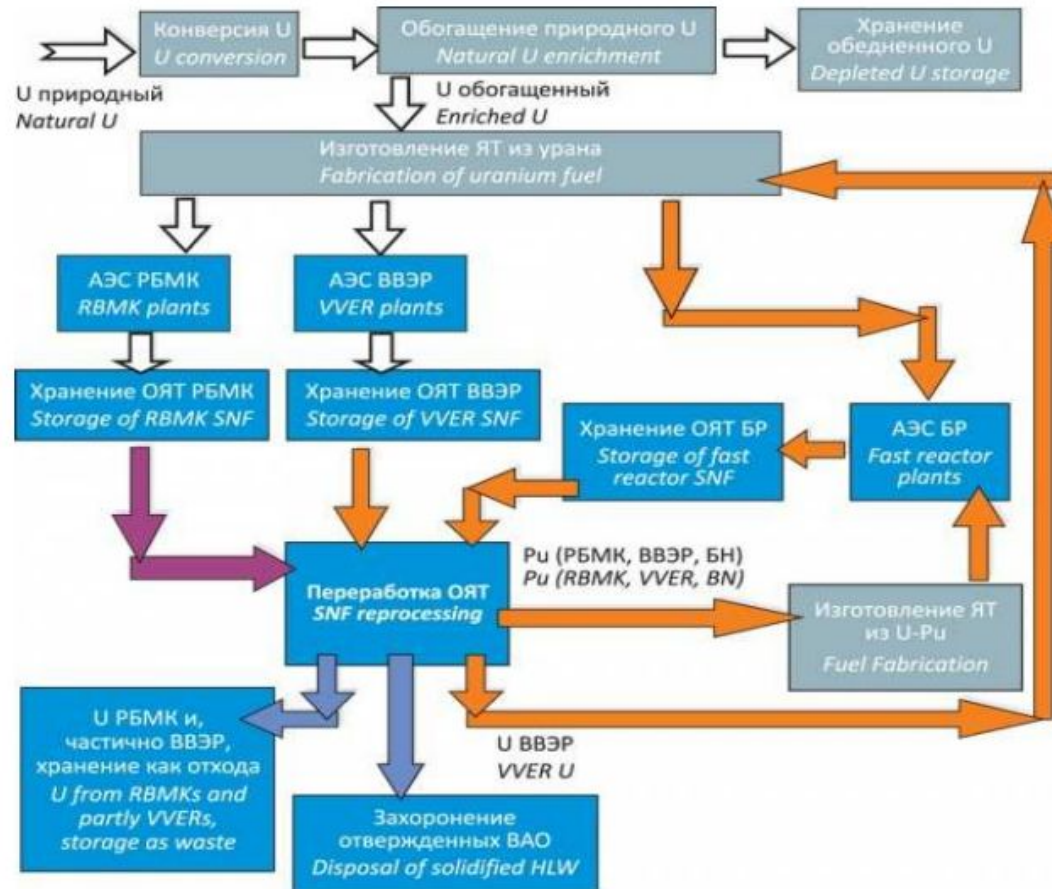


Топливный цикл



Переработка ОЯТ

- Завод по изготовлению МОКС-топлива на АО «ГХК»

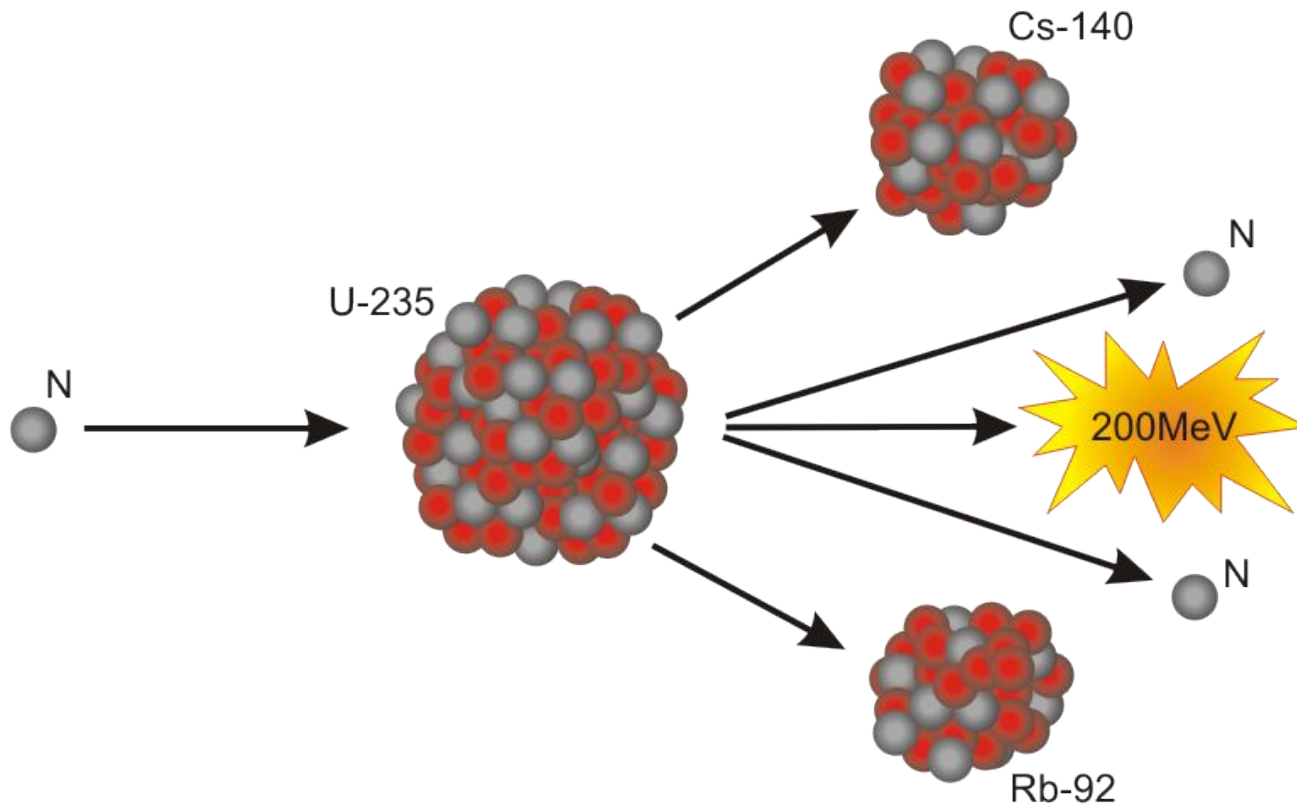


Захоронение отходов

ОЯТ ≠ ядерные отходы



Деление ядра



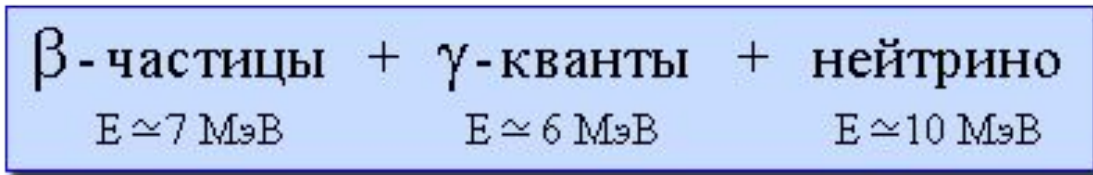
Дефект массы

Высвобожденная энергия эквивалентна потере (дефекту) массы, поскольку общая масса продуктов деления несколько меньше массы системы «исходное ядро + поглощенный нейтрон».

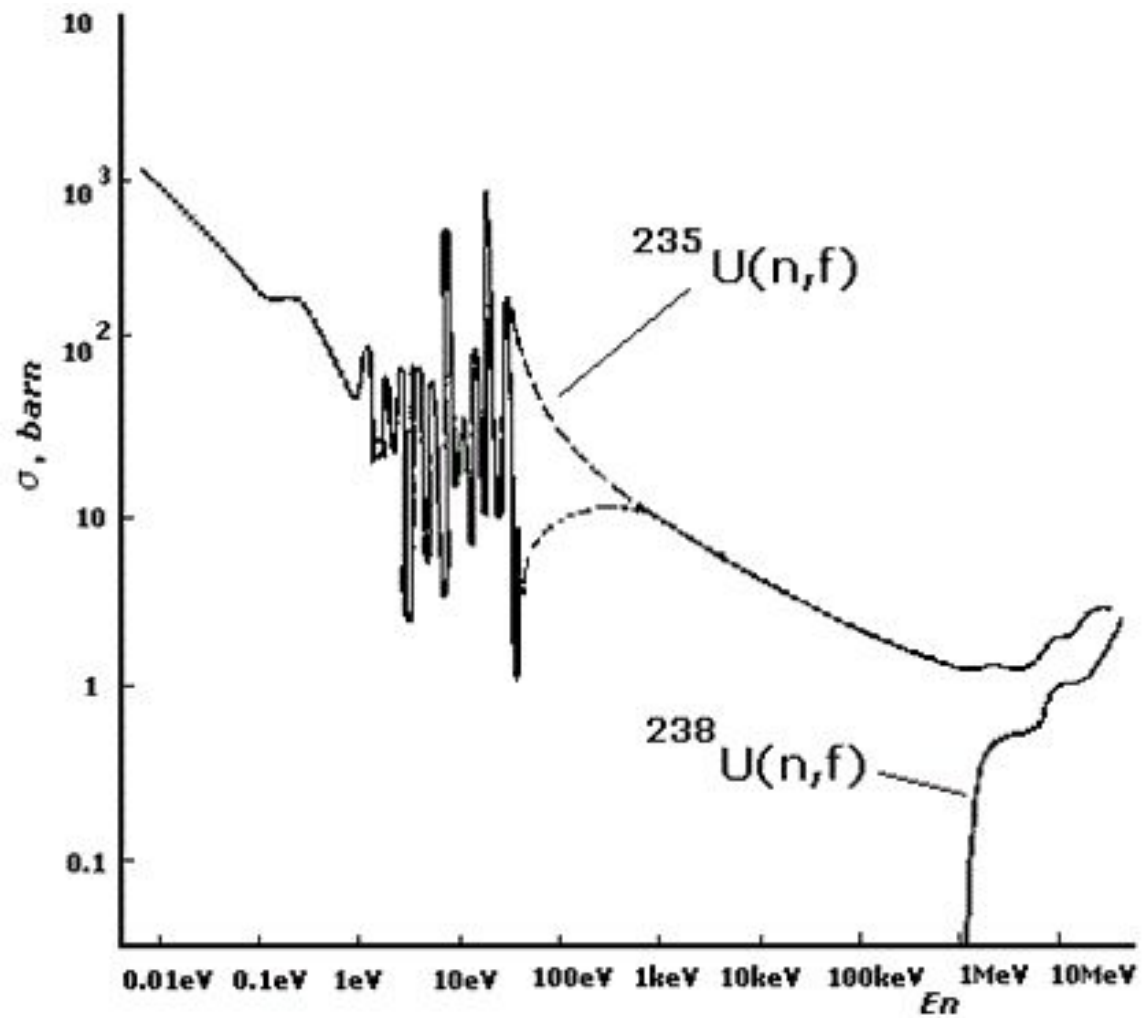
При торможении осколков их кинетическая энергия переходит в тепловую. Энергия образовавшихся частиц тоже превратится в тепло.



Процессы радиоактивного распада осколков деления



Сечение деления



Нейтроны деления

Среднее число нейтронов деления ν , получаемых за одно деление колеблется между 2-3.

Для U-235 при делении тепловым нейтроном $\nu=2,47$

ν	0	1	2	3	4	5	6	Σp_ν
p_ν	0.03	0.016	0.33	0.30	0.15	0.03	~ 0	1

1 нейтрон используется для поддержания
СЦР

Критическая масса



- Органы управления реактором:
- Аварийная защита
 - Компенсаторы реактивности
 - Ручного регулирования

Основные поглощающие материалы:
кадмий, бор, гафний, европий, и т.
д.

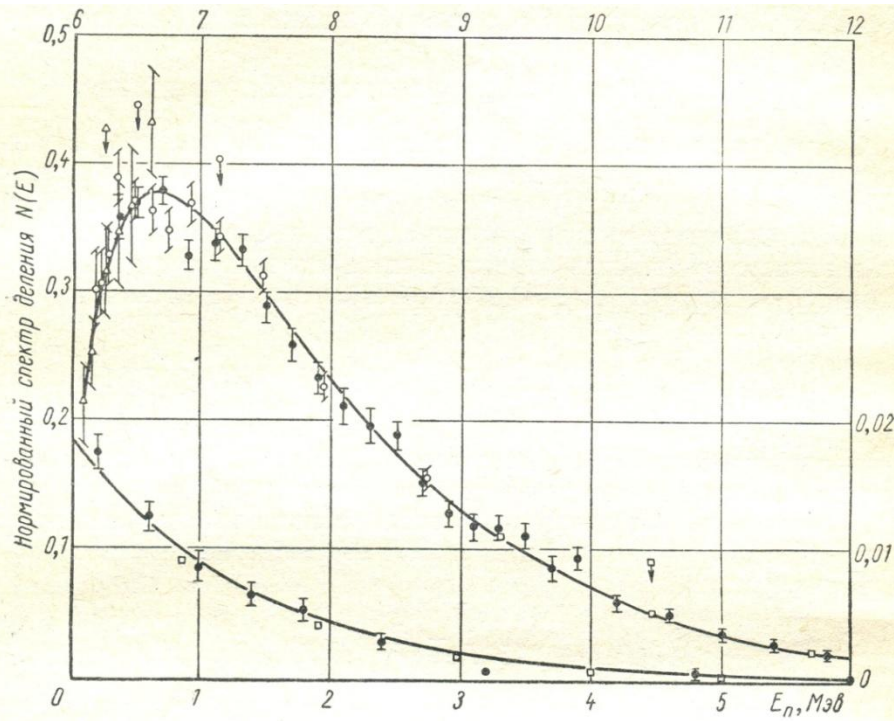
Критическая масса – минимальное количество делящегося материала, необходимое для поддержания цепной реакции

Коэффициент размножения – это среднее число нейтронов, рожденных в одном акте деления, которое идет на продолжение процесса деления в последующих актах

Мгновенные и запаздывающие нейтроны

Мгновенные нейтроны и γ -кванты деления

Энергетические спектры нейтронов деления



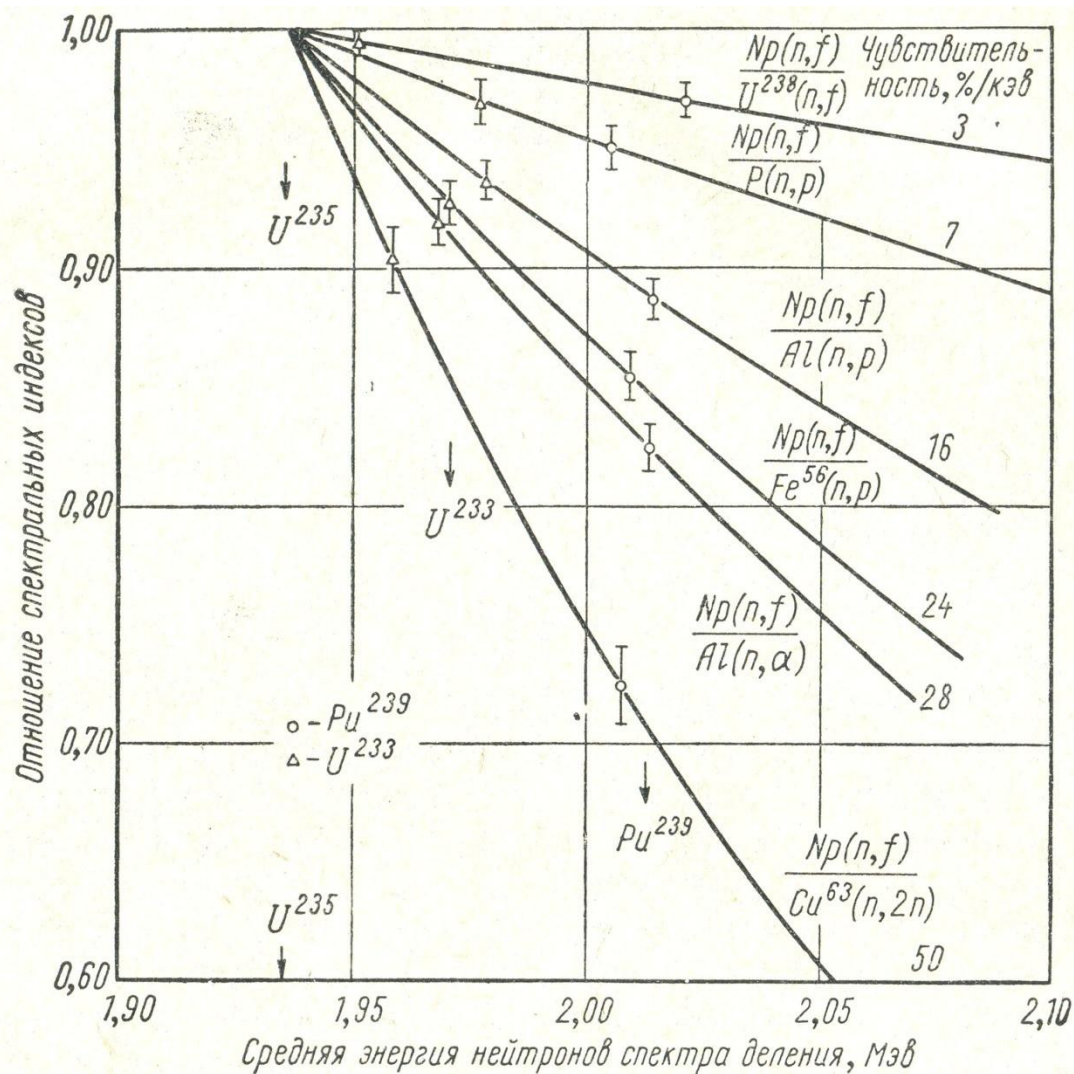
$$N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi} T^{\frac{3}{2}}} E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{T}}$$

Экспериментальный спектр деления U^{235} тепловыми нейтронами. Стрелками отмечены нормировочные точки для каждой серии данных. Нижней кривой соответствуют правая и верхняя шкалы: Δ - камера Вильсона; \circ - методика времени пролета; \bullet - ядерные эмульсии; \square - протоны отдачи

Активационные детекторы нейтронов

Реакция, используемая при детектировании	Характеристика детектора по отношению к спектру деления			Чувствительность по отношению к спектру деления, %/кэв
	Минимальная энергия, Мэв	Средняя энергия, Мэв	Максимальная энергия, Мэв	
$U^{235} (n, f)$	—	—	—	0
$Np^{237} (n, f)$	0,8	1,8	4,1	1
$U^{238} (n, f)$	1,6	2,7	5,6	4
$P^{31} (n, p) Si^{31}$	2,2	3,7	6,0	8
$Al^{27} (n, p) Mg^{27}$	4,0	5,7	8,2	16
$Fe^{56} (n, p) Mn^{56}$	5,4	7,3	10,5	24
$Al^{27} (n, \alpha) Na^{24}$	6,7	8,2	11,0	28
$Cu^{63} (n, 2n) Cu^{62}$	12,2	13,6	16,3	52

Зависимость расчетных и экспериментальных спектральных индексов от средней энергии нейтронов спектра деления



Сравнение спектров деления U^{235} и Pu^{239} в шестигрупповом приближении

Номер группы	Энергетический интервал, Мэв	Максвелловская спектральная функция для U^{235}	Отношение максвелловских спектральных функций Pu^{239} и U^{235}
1	0,0 — 0,60	0,1819	0,955
2	0,60 — 1,4	0,2797	0,971
3	1,4 — 3,0	0,3392	1,001
4	3,0 — 6,0	0,1737	1,066
5	6,0 — 11,0	0,0248	1,163
6	11,0 — ∞	0,00069	1,351

Спектральные индексы (отношения средних сечений детектора) для спектра нейтронов деления U^{235}

$\frac{U^{235}(n, f)}{U^{238}(n, f)} = 4,14 \pm 0,25$	$\frac{U(n, f)}{Fe(n, p)} = 303 \pm 27$
$\frac{Np^{237}(n, f)}{U^{238}(n, f)} = 4,33 \pm 0,30$	$\frac{U^{238}(n, f)}{Al(n, \alpha)} = 434 \pm 45$
$\frac{U^{238}(n, f)}{P(n, p)} = 7,74 \pm 0,9$	$\frac{U^{238}(n, f)}{Cu(n, 2n)} = 2888 \pm 350$
$\frac{U^{238}(n, f)}{Al(n, p)} = 70,7 \pm 6,0$	

Число нейтронов деления

Среднее число нейтронов деления $\bar{\nu}$ для U^{235} в зависимости от энергии падающих нейтронов

$E_n, \text{ Мэв}$	$\bar{\nu}, \text{ нейтрон/дел}$	$E_n, \text{ Мэв}$	$\bar{\nu}, \text{ нейтрон/дел}$
Тепловая	$2,420 \pm 0,037$	1,5	$2,581 \pm 0,026$
»	$2,418 \pm 0,039$	1,58	$2,596 \pm 0,038$
»	$2,441 \pm 0,020$	1,76	$2,591 \pm 0,038$
0,03	$2,437 \pm 0,040$	1,8 ^a	$2,66 \pm 0,06$
0,04	$2,400 \pm 0,024$	2,0	$2,645 \pm 0,027$
0,20	$2,452 \pm 0,035$	2,5	$2,677 \pm 0,027$
0,25	$2,485 \pm 0,025$	3,0	$2,751 \pm 0,028$
$0,280 \pm 0,090$	$2,454 \pm 0,022$	3,93	$2,953 \pm 0,030$
$0,470 \pm 0,080$	$2,472 \pm 0,022$	4,0	$2,95 \pm 0,12$
0,50	$2,484 \pm 0,025$	4,0	$2,90 \pm 0,04$
0,62	$2,486 \pm 0,036$	5,0	$3,07 \pm 0,05$
0,75	$2,463 \pm 0,025$	6,0	$3,26 \pm 0,05$
$0,815 \pm 0,060$	$2,487 \pm 0,026$	7,0	$3,46 \pm 0,06$
1,0	$2,491 \pm 0,025$	8,0	$3,62 \pm 0,08$
$1,08 \pm 0,05$	$2,546 \pm 0,026$	14,2	$4,39 \pm 0,10$
1,11	$2,536 \pm 0,036$	$14,5 \pm 1,0$	$4,65 \pm 0,08$
1,2	$2,54 \pm 0,05$	14,8	$4,6 \pm 0,5$
1,25	$2,556 \pm 0,026$	15,0	$4,46 \pm 0,19$
1,45 ^a	$2,60 \pm 0,06$		

Среднее число нейтронов деления ν для Pu^{239} в зависимости от энергии падающих нейтронов

E_n , Мэв	$\bar{\nu}$, нейтрон/дел	E_n , Мэв	$\bar{\nu}$, нейтрон/дел
Тепловая	$2,88 \pm 0,03$	1,8 ^a	$3,08 \pm 0,08$
»	$2,90 \pm 0,06$	1,8 ^a	$3,19 \pm 0,06$
»	$2,837 \pm 0,028$	$3,90 \pm 0,29$	$3,428 \pm 0,039$
$0,250 \pm 0,050$	$2,937 \pm 0,039$	4,0	$3,40 \pm 0,11$
$0,420 \pm 0,110$	$2,963 \pm 0,046$	14,0	$4,62 \pm 0,28$
$0,610 \pm 0,070$	$2,910 \pm 0,041$	14,2	$4,63 \pm 0,4$
$0,900 \pm 0,080$	$3,010 \pm 0,041$	$14,5 \pm 1,0$	$4,954 \pm 0,119$
1,58 ^a	$3,08 \pm 0,09$	15,0	$4,67 \pm 0,20$
1,6 ^a	$3,14 \pm 0,09$		

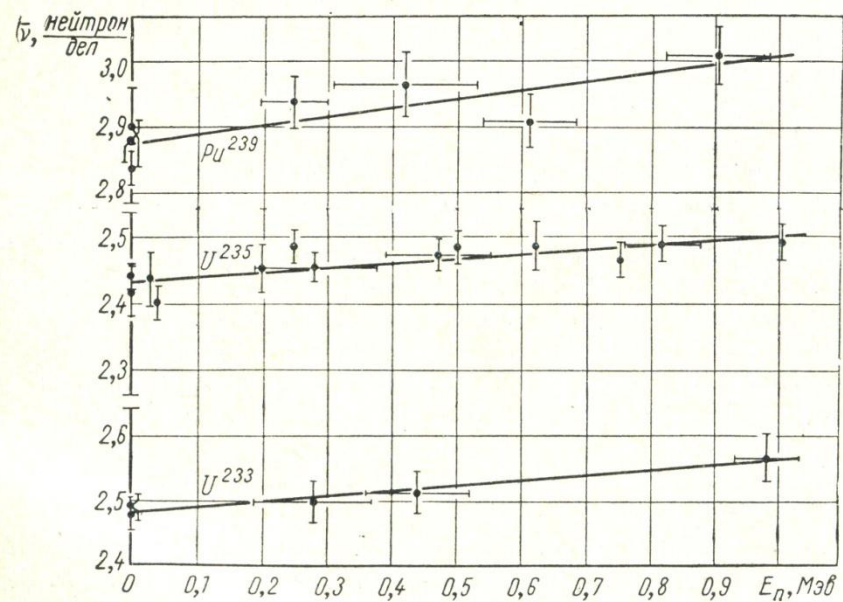
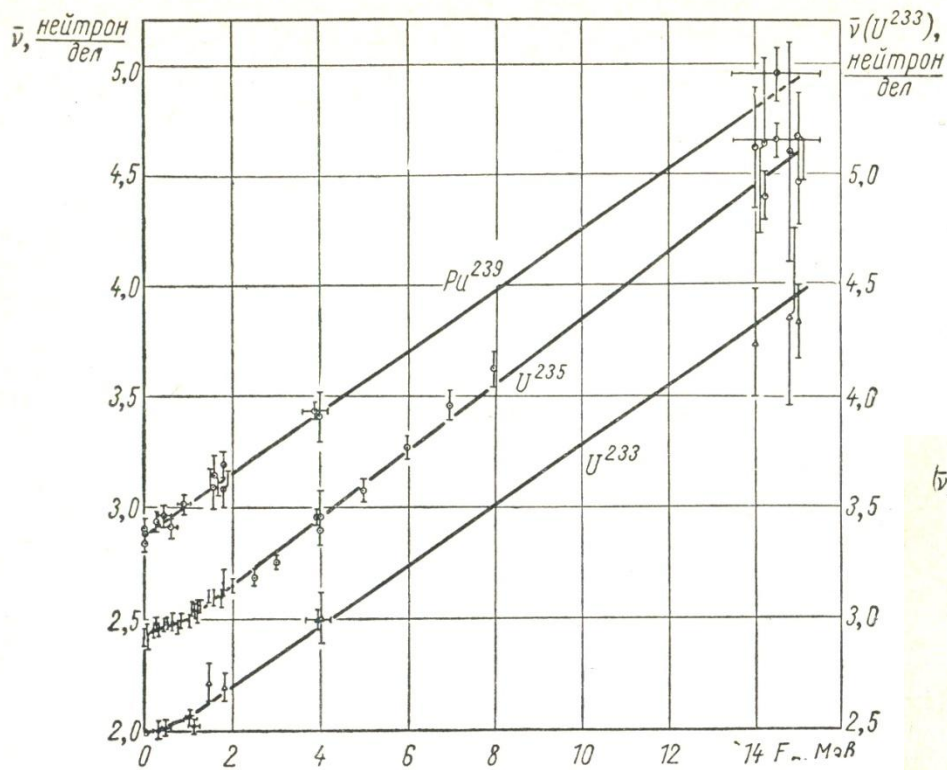
^a Эффективная энергия энергетического спектра нейтронов $\chi(E_n)$, получаемая при усреднении E_n по $\chi(E_n) \sigma_f(E_n)$.

Среднее число нейтронов деления ν для U^{238} в зависимости от энергии падающих нейтронов

E_n , Мэв	$\bar{\nu}$, нейтрон/дел	E_n , Мэв	$\bar{\nu}$, нейтрон/дел
1,49	$2,52 \pm 0,06$	3,75	$2,99 \pm 0,08$
1,5	$2,59 \pm 0,09$	4,0	$3,05 \pm 0,10$
1,58	$2,56 \pm 0,05$	5,63	$3,18 \pm 0,06$
2,3	$2,70 \pm 0,08$	6,32	$3,28 \pm 0,06$
2,40	$2,66 \pm 0,05$	7,47	$3,61 \pm 0,10$
3,0 ^a	$3,0 \pm 0,20$	14,1	$4,50 \pm 0,32$
3,01 ^a	$2,61 \pm 0,10$	14,1	$4,47 \pm 0,35$
3,1	$2,85 \pm 0,07$	14,2	$4,57 \pm 0,12$
3,1	$2,81 \pm 0,06$	14,9	$4,76 \pm 0,12$
3,6	$2,82 \pm 0,09$		

^a Эффективная энергия энергетического спектра нейтронов $\chi(E_n)$, получаемая при усреднении E_n по $\chi(E_n) \sigma_f(E_n)$.

Среднее число вторичных нейтронов $\bar{\nu}$ в зависимости от энергии нейтронов, вызывающих деление Pu^{239} , U^{235} , U^{238}



Среднее число вторичных нейтронов ν при делении тепловыми нейтронами

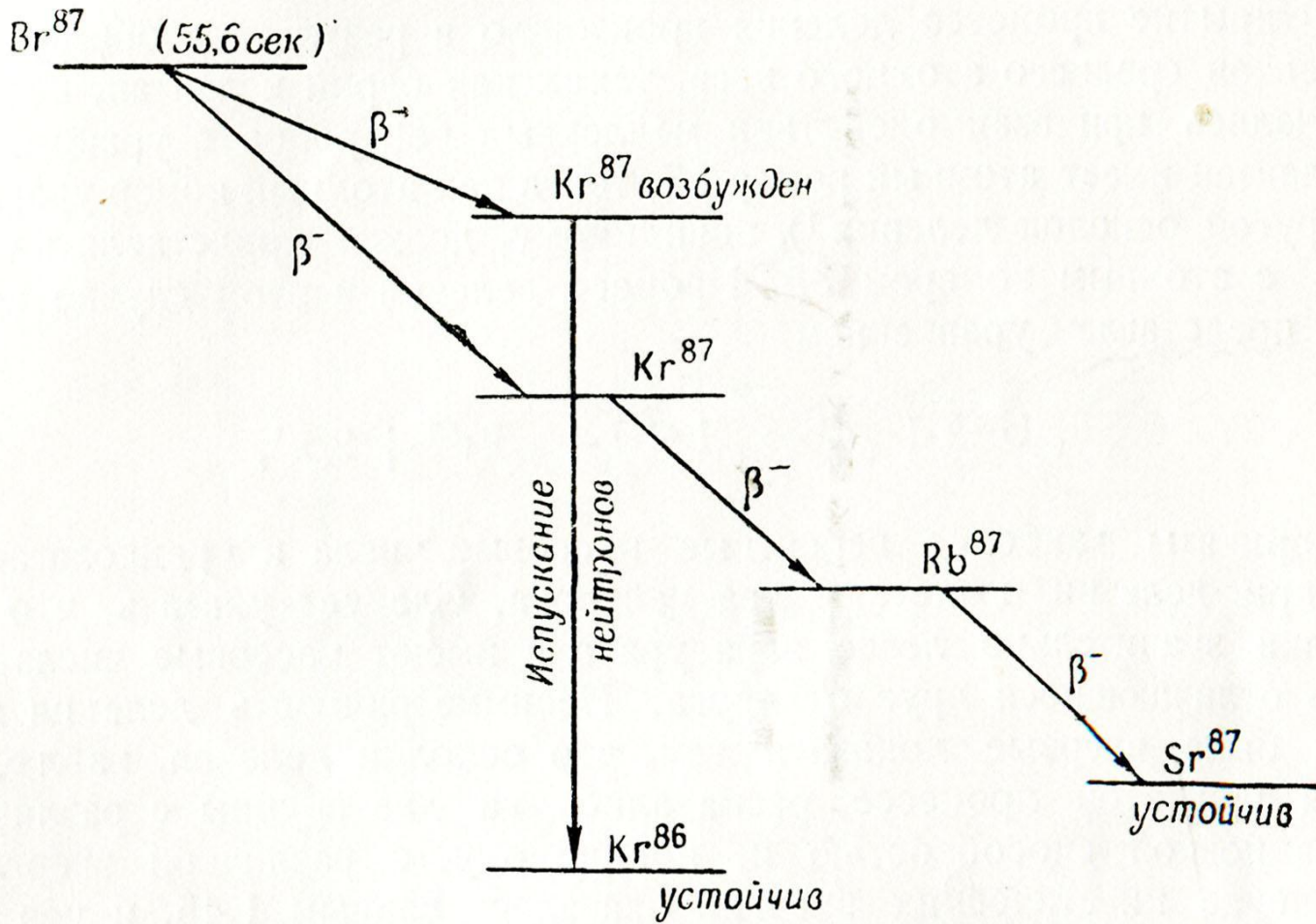
Делящееся ядро	Данные Гопкинса и Дайвина	Результаты, полученные в BNL	Данные Кипина
U ²³⁵	2,428 ± 0,026 ^a	2,430 ± 0,009	2,432 ± 0,008
Pu ²³⁹	2,837 ± 0,038 ^a	2,882 ± 0,016	2,874 ± 0,011
U ²³³	2,465 ± 0,028 ^a	2,503 ± 0,010	2,482 ± 0,004

Запаздывающие нейтроны

Делящийся материал	Средняя энергия нейтронов, вызывающих деление	Автор, лаборатория	Номер группы	Относительный выход группы a_i / a	Период полураспада $\tau_{1/2}$, сек	Доля запаздывающих нейтронов f от всех нейтронов деления	Число запаздывающих нейтронов на деление n/F
Естественный U_3O_8	Тепловые нейтроны	Снелл и др., 1947 (Калифорнийский университет)	1	0,045	56,0	} 0,010±0,002	—
			2	0,319	23,0		
			3	0,350	4,4		
			4	0,159	1,8		
			5	0,127	0,4		
			6	—	—		
Обогащенный U^{235}	Тепловые нейтроны	Редмэн и Саксон, 1947 (ANL)	1	0,035	55,0	} 0,0078 ^a	—
			2	0,240	22,47		
			3	0,327	4,43		
			4	0,398	1,13		
			5	—	—		
			6	—	—		
U_3O_8 (89% U^{235})	Тепловые нейтроны	Юз и др., 1948 (ANL)	1	0,034±0,009	55,6 ±0,2	} 0,0075	—
			2	0,220±0,023	22,0 ±0,2		
			3	0,282±0,017	4,51±0,1		
			4	0,319±0,017	1,52±0,05		
			5	0,112±0,011	0,43±0,05		
			6 ^b	0,033	0,05±0,02		
U^{235} (73% U^{235})	Медленные нейтроны	Де Гоффман и др., 1948 (LASL)	1	0,054	55,4 ±0,69	} —	—
			2	0,294	22,4 ±0,42		
			3	0,297	5,5 ±0,35		
			4	0,279	1,7 ±0,21		
			5	0,076	0,36±0,07		
			6	—	—		

U^{238} (99,3% +Ca)	$E_{n,max} =$ $= 14 \text{ Мэв}$	Сан и др., 1950 (Вестин- гауз)	1	0,034	55,2	—	$0,08 \pm 0,03$
			2	0,282	22,6		
			3	0,188	5,8		
			4	0,376	1,7		
			5	0,120	0,4		
			6	—	—		
U^{238B} (>99,99%)	Спектр деления	Шер и Гейнтц, 1955 (BNL)	1	0,008	55,6	—	$0,046^r$
			2	0,127	22,0		
			3	0,229	4,51		
			4	0,636	1,52		
			5	—	0,43		
			6	—	0,05		
U^{233D}	Тепловые нейтроны	Юз, Кан и др., 1945 (ANL)	1	$0,075 \pm 0,002$	55,6	$0,0024^e$	—
			2	$0,238 \pm 0,019$	22,6		
			3	$0,350 \pm 0,019$	4,51		
			4	$0,254 \pm 0,019$	1,52		
			5	$0,083 \pm 0,024$	0,43		
			6	—	0,05		
U^{233}	Тепловые нейтроны	Гиршфельд, 1955 (СССР)	1	$0,089 \pm 0,009$	$55,3 \pm 0,9$	$0,0026^ж$	—
			2	$0,287 \pm 0,023$	$22,2 \pm 0,2$		
			3	$0,364 \pm 0,036$	$4,50 \pm 0,04$		
			4	$0,260 \pm 0,030$	$1,50 \pm 0,07$		
			5	~ 0	—		
			6	—	—		
Pu^{239}	Тепловые нейтроны	Редмэн и Саксон, 1947 (ANL)	1	0,030	55,0	—	$0,008^з$
			2	0,294	22,4		
			3	0,322	4,5		
			4	0,354	1,05		
			5	—	—		
			6	—	—		

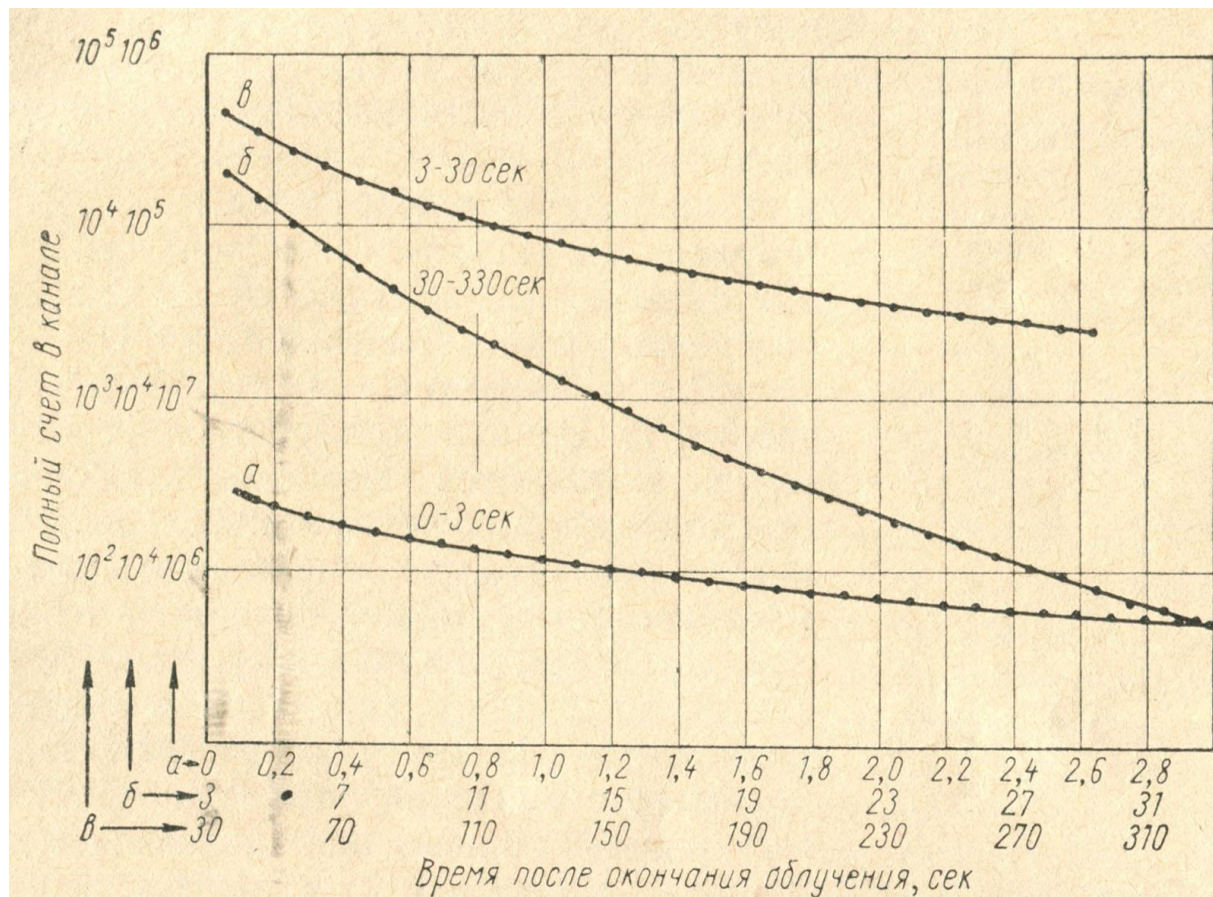
Делящийся материал	Средняя энергия нейтронов, вызывающих деление	Автор, лаборатория	Номер группы	Относительный выход группы a_i / a	Период полураспада $\tau_{1/2}$, сек	Доля запаздывающих нейтронов β от всех нейтронов деления	Число запаздывающих нейтронов на деление n/F
Pu^{239}	Тепловые нейтроны	Де Гоффман и Фельд, 1947 (LASL)	1	0,040	55,2	} 0,0030 ^к	0,0055 ^л
			2	0,288	22,5		
			3	0,371	5,2		
			4	0,301	1,1 ^и		
			5	—	—		
			6	—	—		
Pu^{239M}	$E_{n_{max}} = 0,6 \text{ Мэв}$	Перри и др., 1954 (Харуэлл)	1	0,033	55,4	} —	0,0068 ± 0,0004
			2	0,327	22,4		
			3	0,265	5,5		
			4	0,270	1,7		
			5	0,105	0,31		
			6	—	—		
Pu^{239H}	Спектр деления	Гольмс и др., 1954 (Харуэлл)	1	0,025 ± 0,004	55,8 ± 0,5	} —	—
			2	0,299 ± 0,005	21,9 ± 0,4		
			3	0,341 ± 0,019	4,22 ± 0,15		
			4	0,405 ± 0,036	1,07 ± 0,06		
			5	—	—		
			6	—	—		



Кривая спада запаздывающих нейтронов получена при мгновенном облучении U^5 быстрыми нейтронами.

Кривые спада интенсивности ЗН со временем могут быть представлены суперпозицией экспонент с разными периодами полураспада.

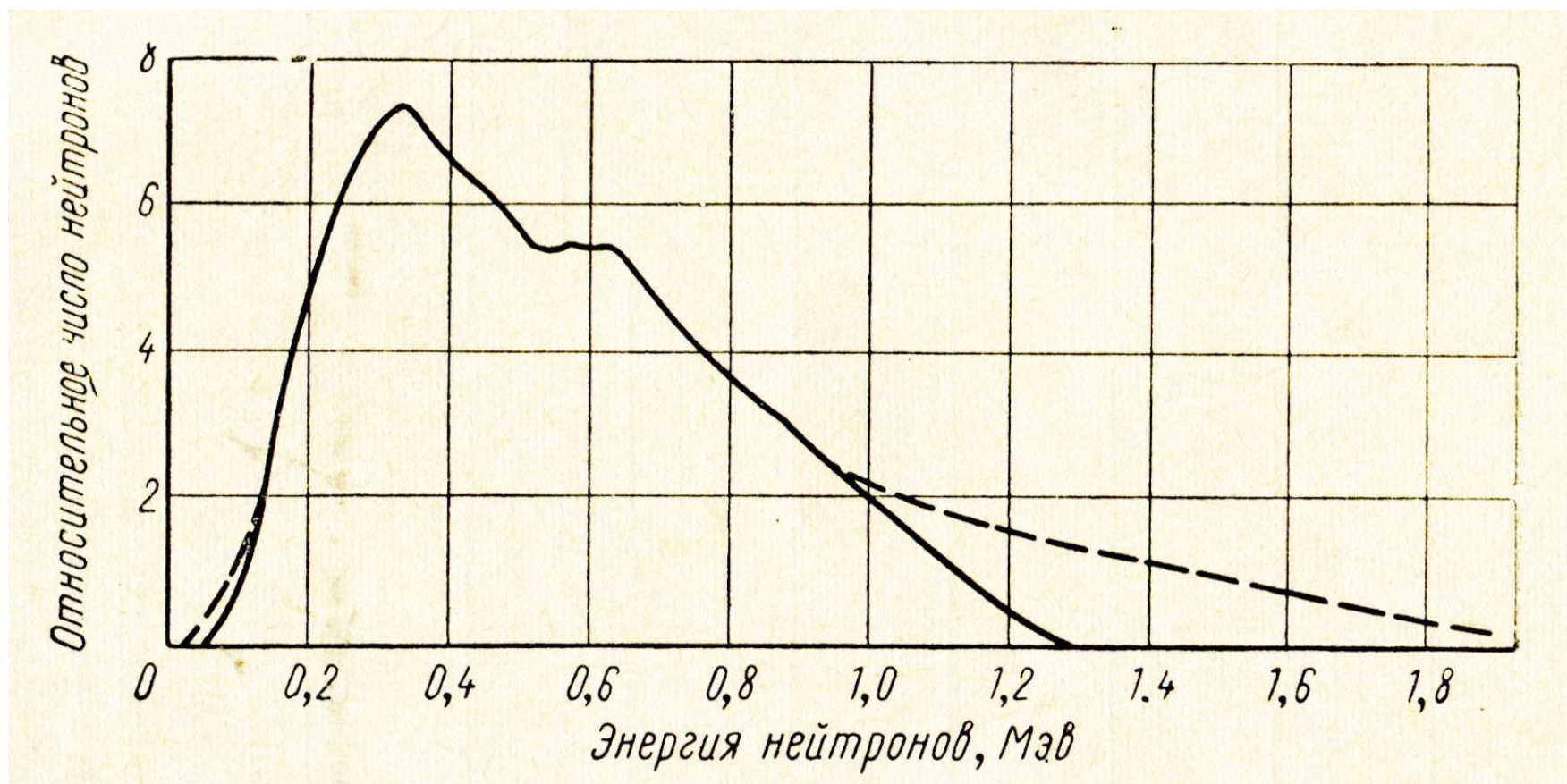
Кипиным было показано, что шесть экспонент необходимо для оптимального описания экспериментальных данных методом наименьших квадратов



Периоды полураспада и относительные выходы запаздывающих нейтронов, вызывающих деление

Номер группы	Период полураспада, сек	Относительный выход	Номер группы	Период полураспада, сек	Относительный выход
U^{235} , тепловые нейтроны			U^{235} , 15 Мэв; 8 мм		
1	55,55	0,039	1	54,70	0,052
2	22,02	0,245	2	20,93	0,182
3	6,06	0,206	3	6,27	0,206
4	2,25	0,418	4	2,27	0,396
5	0,462	0,092	5	0,646	0,164
U^{235} , 2,4 Мэв			U^{235} , 15 Мэв; 4 мм		
1	56,09	0,037	1	53,98	0,058
2	22,27	0,221	2	20,60	0,201
3	5,46	0,217	3	5,60	0,209
4	2,17	0,409	4	2,23	0,366
5	0,435	0,116	5	0,659	0,166
U^{235} , 3,3 Мэв			U^{235} , 15 Мэв; 2,3 мм		
1	55,16	0,043	1	55,15	0,051
2	21,63	0,219	2	22,32	0,181
3	6,32	0,210	3	6,29	0,203
4	2,24	0,428	4	2,17	0,402
5	0,650	0,100	5	0,638	0,163
U^{238} , 2,4 Мэв			Th^{232} , 2,4 Мэв		
1	54,88	0,012	1	53,32	0,038
2	21,41	0,152	2	19,63	0,127
3	5,47	0,176	3	6,37	0,195
4	1,95	0,440	4	2,08	0,408
5	0,568	0,220	5	0,651	0,232
U^{238} , 3,3 Мэв			Th^{232} , 3,3 Мэв		
1	53,51	0,014	1	54,97	0,037
2	20,34	0,153	2	21,64	0,137
3	5,66	0,169	3	6,61	0,190
4	2,10	0,423	4	2,07	0,423
5	0,590	0,241	5	0,664	0,213
U^{238} , 15 Мэв			Th^{232} , 15 Мэв		
1	56,11	0,022	1	53,80	0,044
2	21,92	0,167	2	19,07	0,154
3	5,20	0,171	3	6,42	0,169
4	2,27	0,412	4	2,15	0,428
5	0,600	0,228	5	0,553	0,205

На рисунке представлено стационарное распределение для U-235, соответствующее усредненному по времени спектру ЗН



Интенсивность запаздывающих нейтронов как функция времени до насыщения дается формулой

$$F_s \frac{n}{F} \sum_i a_i e^{-\lambda_i t}$$

Где F_s – полное число делений в облученном образце; n/F – абсолютный полный выход запаздывающих нейтронов на деление

Полный счет детектора за всё время наблюдения

$$\sum_{\infty} = \varepsilon F_s \frac{n}{F} \sum_i \int_0^{\infty} a_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} dt = \varepsilon F_s \frac{n}{F}$$

Откуда полный выход запаздывающих нейтронов получается непосредственно в виде отношения

$$\frac{n}{F} = \frac{\sum_{\infty}}{\varepsilon F_s}$$

Средние энергии различных групп запаздывающих нейтронов для U^{235} , кэВ

Номер группы	Юз и др. (Аргонн)	Бурги и др. (Ок-Ридж)	Бэтчелор и Хайдер (Харуэлл)
1	250 ± 60	300 ± 60	250 ± 20
2	560 ± 60	670 ± 60	460 ± 10
3	430 ± 60	650 ± 100	405 ± 20
4	620 ± 60	910 ± 90	450 ± 20
5	420 ± 60	400 ± 70	—
6	—	—	—

Относительные полные выходы запаздывающих нейтронов при делении быстрыми и тепловыми нейтронами¹

U^{235}	U^{233}	U^{238}	Pu^{239}	Th^{232}
1,00	$0,414 \pm 0,031$	$2,23 \pm 0,17$	$0,405 \pm 0,030$	$3,09 \pm 0,53$
$1,017 \pm 0,112$	$0,396 \pm 0,030$	—	$0,360 \pm 0,027$	—

¹ Все выходы даны по отношению к выходу для U^{235} при делении быстрыми нейтронами. В первой строке приведены данные по делению быстрыми нейтронами, во второй – тепловыми.

Периоды полураспада, постоянные распада и выходы запаздывающих нейтронов при делении тепловыми нейтронами

Номер группы	Период полураспада $\tau_{1/2}$, сек	Постоянная распада λ , сек ⁻¹	Относительный выход $a_i \equiv \beta_i / \beta$	Абсолютный выход группы, %
U²³⁵ (99,9% U²³⁵)				
1	55,72 ± 1,28	0,0124 ± 0,0003	0,033 ± 0,003	0,052 ± 0,005
2	22,72 ± 0,71	0,0305 ± 0,0010	0,219 ± 0,009	0,346 ± 0,018
3	6,22 ± 0,23	0,111 ± 0,004	0,196 ± 0,022	0,310 ± 0,036
4	2,30 ± 0,09	0,301 ± 0,011	0,395 ± 0,011	0,624 ± 0,026
5	0,610 ± 0,083	1,14 ± 0,15	0,115 ± 0,009	0,182 ± 0,015
6	0,230 ± 0,025	3,01 ± 0,29	0,042 ± 0,008	0,066 ± 0,008
Pu²³⁹ (99,8% Pu²³⁹)				
1	54,28 ± 2,34	0,0128 ± 0,0005	0,035 ± 0,009	0,021 ± 0,006
2	23,04 ± 1,67	0,0301 ± 0,0022	0,298 ± 0,035	0,182 ± 0,023
3	5,60 ± 0,40	0,124 ± 0,009	0,211 ± 0,048	0,129 ± 0,030
4	2,13 ± 0,24	0,325 ± 0,036	0,326 ± 0,033	0,199 ± 0,022
5	0,618 ± 0,213	1,12 ± 0,39	0,086 ± 0,029	0,052 ± 0,018
6	0,257 ± 0,045	2,69 ± 0,48	0,044 ± 0,016	0,027 ± 0,010
U²³³ (100% U²³³)				
1	55,00 ± 0,54	0,0126 ± 0,0003	0,086 ± 0,003	0,057 ± 0,003
2	20,57 ± 0,38	0,0337 ± 0,0006	0,299 ± 0,004	0,197 ± 0,009
3	5,00 ± 0,21	0,139 ± 0,006	0,252 ± 0,040	0,166 ± 0,027
4	2,13 ± 0,20	0,325 ± 0,030	0,278 ± 0,020	0,184 ± 0,016
5	0,615 ± 0,242	1,13 ± 0,40	0,051 ± 0,024	0,034 ± 0,016
6	0,277 ± 0,047	2,50 ± 0,42	0,034 ± 0,014	0,022 ± 0,009

Делящееся ядро	Абсолютный выход запаздывающих нейтронов на деление для чистого изотопа		
	Деление быстрыми нейт- ронами	$E_{эфф}, \text{ Мэв}$	Деление тепловыми нейтронами
Pu ²³⁹	$0,0063 \pm 0,0003$	1,58	$0,0061 \pm 0,0003$
U ²³³	$0,0070 \pm 0,0004$	1,45	$0,0066 \pm 0,0003$
Pu ²⁴⁰	$0,0088 \pm 0,0006$	2,13	—
Pu ²⁴¹	—	—	$0,0154 \pm 0,0015^a$
U ²³⁵	$0,0165 \pm 0,0005$	1,45	$0,0158 \pm 0,0005$
U ²³⁸	$0,0412 \pm 0,0017$	3,01	—
Th ²³²	$0,0496 \pm 0,0020$	3,5	—

Результаты в таблице расположены в порядке увеличения выхода, чтобы подчеркнуть две закономерности:

- 1) Полный выход увеличивается с ростом массового числа для данного элемента
- 2) Полный выход в общем уменьшается с ростом атомного номера

Долю β^B называют отношением абсолютного выхода запаздывающих нейтронов к среднему числу нейтронов

Выходы β^B и $\bar{\nu}$ и доли β^B

Делящийся изотоп	Деление быстрыми нейтронами (спектр деления) [13]		
	n/F^a	$\bar{\nu}$	β^B
Pu ²³⁹	0,0063 ± 0,0003	3,09 ± 0,06	0,0020 ₄ ± 0,0001 ₁
U ²³³	0,0070 ± 0,0004	2,62 ± 0,05	0,0026 ₇ ± 0,0001 ₆
Pu ²⁴⁰	0,0088 ± 0,0006	3,3 ± 0,2	0,0026 ₆ ± 0,0002 ₄
Pu ²⁴¹	—	—	—
U ²³⁵	0,0165 ± 0,0005	2,57 ± 0,04	0,0064 ₁ ± 0,0002 ₂
U ²³⁸	0,0412 ± 0,0017	2,79 ± 0,10	0,0148 ± 0,0008
Th ²³²	0,0496 ± 0,0020	2,44 ± 0,15	0,0203 ± 0,0015

Делящийся изотоп	Деление тепловыми нейтронами		
	n/F^a	$\bar{\nu}$	β^B
Pu ²³⁹	0,0061 ± 0,0003	2,87 ₄ ± 0,04	0,0021 ₂ ± 0,0001 ₁
U ²³³	0,0066 ± 0,0003	2,48 ₂ ± 0,03	0,0026 ₆ ± 0,0001 ₂
Pu ²⁴⁰	—	—	—
Pu ²⁴¹	0,0154 ± 0,0015	3,14 ± 0,06	0,0049 ± 0,0005
U ²³⁵	0,0158 ± 0,0005	2,43 ₂ ± 0,02	0,0065 ₀ ± 0,0002 ₁
U ²³⁸	—	—	—
Th ²³²	—	—	—