Уральский федеральный университет

Теория ядерных реакторов

Семинар к курсовому проекту по спецкурсу № 2

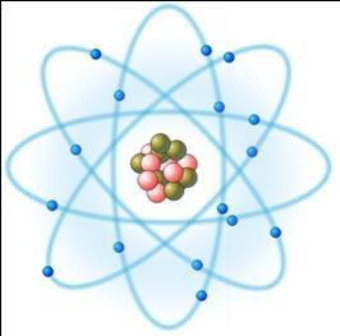
Занятие 2

Докладчики студенты

Иванов Иван Иванович

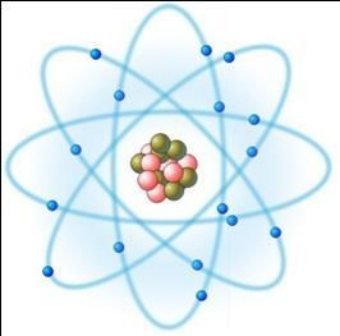
Петров Пётр Петрович

Группа Фт-4



Тема занятия 2

Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами, длина пробега нейтронов, коэффициент воспроизводства топлива



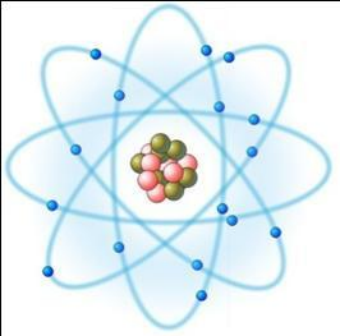
Понятие сечения

Ядерное эффективное сечение, эффективное сечение ядра, ядерное сечение реакции, микроскопическое сечение реакции — величина, характеризующая вероятность взаимодействия частицы с ядром.

Единица измерения эффективного сечения — барн (**1 барн = 10^{-28} м²**). С помощью известных эффективных сечений вычисляют скорости ядерных реакций или количества прореагировавших частиц.

Эта величина имеет физический смысл подобный смыслу сечения в *классической механике*, где эффективное сечение определяется как площадь поперечного сечения такой области пространства около частицы-мишени, при пересечении которой бомбардирующей частицей-точкой со 100 % вероятностью возникает взаимодействие.

Однако, ядра атомов и ядерные частицы (α-, β-, γ-частицы, нейтроны и другие частицы) *обладают квантовыми свойствами* и поэтому сечение реакции характеризует лишь вероятность взаимодействия частицы с ядром.



Понятие сечения

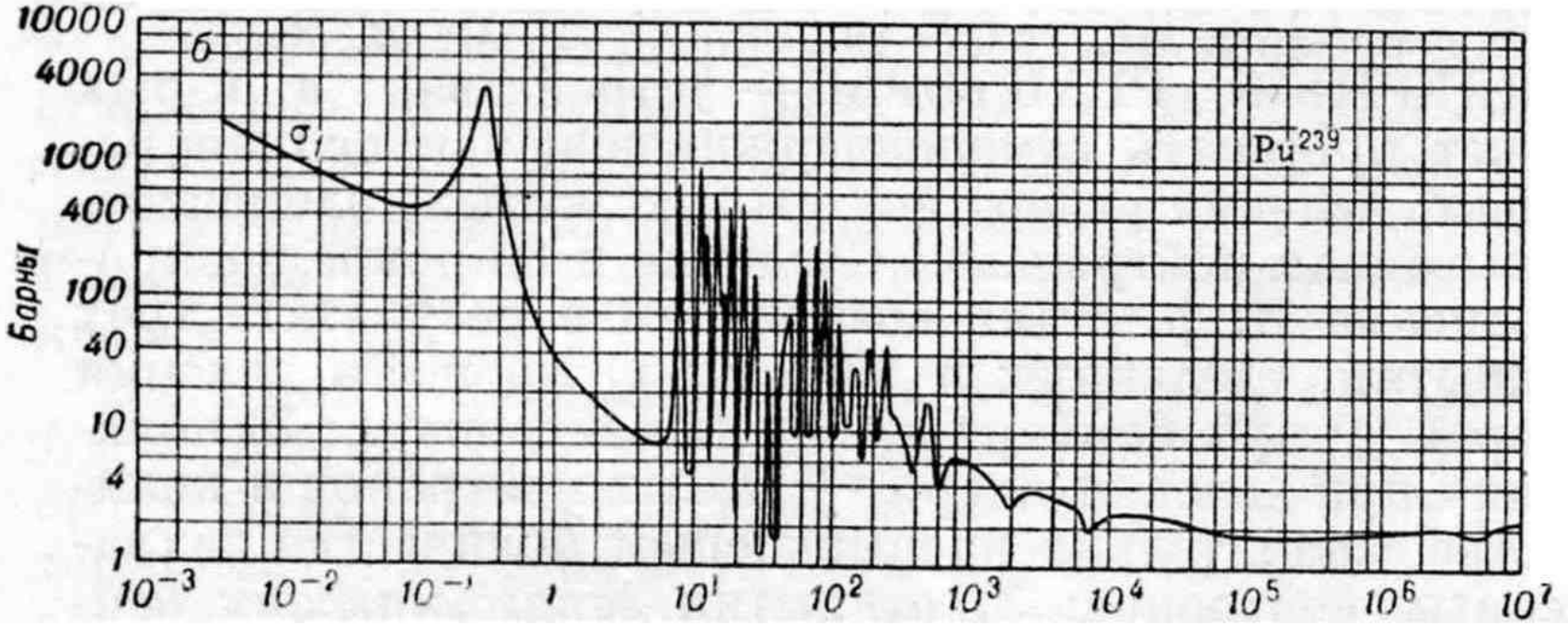
Эффективные сечения определяются не геометрическими размерами частиц и ядер, а их квантово-механическими (волновыми) свойствами.

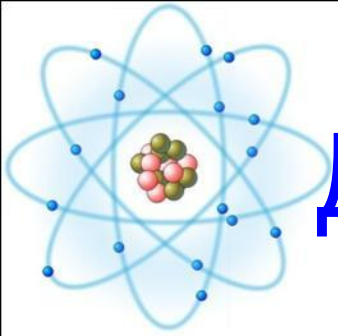
При взаимодействии с ядрами область локализации взаимодействующей с ядром частицы имеет размер порядка дебройлевской длины волны λ и сечение взаимодействия $\sim\pi\cdot\lambda^2$. Поскольку λ обратно пропорционально импульсу частицы, то сечение возрастает по мере уменьшения скорости частицы. Это общая тенденция зависимости сечения от скорости (энергии частицы).

При взаимодействии ядра-мишени и налетающей частицы возможно образование связанных состояний (составных ядер). Однако, для образования такого ядра необходимо чтобы энергия ядра-мишени и налетающей частицы соответствовала бы одному из энергетических состояний составного ядра.

Понятие сечения

Это обстоятельство приводит к сложной (резонансной) структуре взаимодействия частиц с ядрами. На рисунке показана зависимость сечения деления σ_f для ^{239}Pu от энергии в эВ.





Длина пробега нейтронов

Длина свободного пробега нейтронов является случайной величиной и распределена по экспоненциальному закону с плотностью распределения

$$f(x) = \Sigma_t e^{-\Sigma_t \cdot x}$$

Эта функция нормирована на единицу. Поэтому средняя длина пробега нейтрона до первого взаимодействия с ядром определяется соотношением

$$\lambda_t = \int_0^\infty x \cdot e^{-\Sigma_t x} = \frac{1}{\Sigma_t}$$

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА

Периоды	Ряды	I а	I б	II а	II б	III а	III б	IV а	IV б	V а	V б	VI а	VI б	VII а	VII б	VIII б	VIII а	Энергетические уровни
1	1	H 1 ВОДОРОД 1,008															He 2 ГЕЛИЙ 4,003	K
2	2	Li 3 ЛИТИЙ 6,941		Be 4 БЕРИЛЛИЙ 9,0122		B 5 БОР 10,811		C 6 УГЛЕРОД 12,011		N 7 АЗОТ 14,007		O 8 КИСЛОРОД 15,999		F 9 ФТОР 18,998			Ne 10 НЕОН 20,179	L K
3	3	Na 11 НАТРИЙ 22,99		Mg 12 МАГНИЙ 24,312		Al 13 АЛЮМИНИЙ 26,092		Si 14 КРЕМНИЙ 28,086		P 15 ФОСФОР 30,974		S 16 СЕРА 32,064		Cl 17 ХЛОР 35,453			Ar 18 АРГОН 39,948	M L K
4	4	K 19 КАЛИЙ 39,102		Ca 20 КАЛЬЦИЙ 40,08		21 Sc СКАНДИЙ 44,956		22 Ti ТИТАН 47,956		23 V ВАНАДИЙ 50,941		24 Cr ХРОМ 51,996		25 Mn МАРГАНЕЦ 54,938		26 Fe ЖЕЛЕЗО 55,849 / 27 Co КОБАЛЬТ 58,933 / 28 Ni НИКЕЛЬ 58,7		N M L K
	5	29 Cu МЕДЬ 63,546		30 Zn ЦИНК 65,37		Ga 31 ГАЛЛИЙ 69,72		Ge 32 ГЕРМАНИЙ 72,59		As 33 МЫШЬЯК 74,922		Se 34 СЕЛЕН 78,96		Br 35 БРОМ 79,904			Kr 36 КРИПТОН 83,8	N M L K
5	6	Rb 37 РУБИДИЙ 85,468		Sr 38 СТРОНЦИЙ 87,62		39 Y ИТТРИЙ 88,906		40 Zr ЦИРКОНИЙ 91,22		41 Nb НИОБИЙ 92,906		42 Mo МОЛИБДЕН 95,94		43 Tc ТЕХНЕЦИЙ [99]		44 Ru РУТЕНИЙ 101,07 / 45 Rh РОДИЙ 102,906 / 46 Pd ПАЛЛАДИЙ 106,4		O N M L K
	7	47 Ag СЕРЕБРО 107,868		48 Cd КАДМИЙ 112,41		In 49 ИНДИЙ 114,82		Sn 50 ОЛОВО 118,69		Sb 51 СУРЬМА 121,75		Te 52 ТЕЛЛУР 127,6		I 53 ИОД 126,905			Xe 54 КСЕНОН 131,3	O N M L K
6	8	Cs 55 ЦЕЗИЙ 132,905		Ba 56 БАРИЙ 137,34		57–71 ЛАНТАНОИДЫ		72 Hf ГАФНИЙ 178,49		73 Ta ТАНТАЛ 180,948		74 W ВОЛЬФРАМ 183,85		75 Re РЕНИЙ 186,207		76 Os ОСМИЙ 190,2 / 77 Ir ИРИДИЙ 192,22 / 78 Pt ПЛАТИНА 195,09		P O N M L K
	9	79 Au ЗОЛОТО 196,967		80 Hg РТУТЬ 200,59		Tl 81 ТАЛЛИЙ 204,37		Pb 82 СВИНЕЦ 207,19		Bi 83 ВИСМУТ 208,98		Po 84 ПОЛОНИЙ [210]		At 85 АСТАТ [210]			Rn 86 РАДОН [222]	P O N M L K
7	10	Fr 87 ФРАНЦИЙ [223]		Ra 88 РАДИЙ [226]		89–103 АКТИНОИДЫ		104 Rf РЕЗЕРФОРДИЙ [261]		105 Db ДУБНИЙ [262]		106 Sg СИБОРГИЙ [263]		107 Bh БОРИЙ [262]		108 Hn ХАНИЙ [265] / 109 Mt МЕЙТНЕРИЙ / 110		Q P O N M L K
ВЫСШИЕ ОКСИДЫ		R_2O		RO		R_2O_3		RO_2		R_2O_5		RO_3		R_2O_7		RO_4		
ЛЕТУЧИЕ ВОДОРОДНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ								RH_4		RH_3		H_2R		HR				

ЛАНТАНОИДЫ

57 La ЛАНТАН 138,906	58 Ce ЦЕРИЙ 140,12	59 Pr ПРАЗЕОДИМ 140,908	60 Nd НЕОДИМ 144,24	61 Pm ПРОМЕТИЙ [145]	62 Sm САМАРИЙ 150,4	63 Eu ЕВРОПИЙ 151,96	64 Gd ГАДОЛИНИЙ 157,25	65 Tb ТЕРБИЙ 158,926	66 Dy ДИСПРОЗИЙ 162,5	67 Ho ГОЛЬМИЙ 164,93	68 Er ЭРБИЙ 167,26	69 Tm ТУЛИЙ 168,934	70 Yb ИТТЕРБИЙ 173,04	71 Lu ЛЮТЕЦИЙ 174,97	O N M L K

АКТИНОИДЫ

89 Ac АКТИНИЙ [227]	90 Th ТОРИЙ 232,038	91 Pa ПРОТАКТИНИЙ [231]	92 U УРАН 238,29	93 Np НЕПТУНИЙ [237]	94 Pu ПЛУТОНИЙ [244]	95 Am АМЕРИЦИЙ [243]	96 Cm КЮРИЙ [247]	97 Bk БЕРКЛИЙ [247]	98 Cf КАЛИФОРНИЙ [251]	99 Es ЭЙНШТЕЙНИЙ [254]	100 Fm ФЕРМИЙ [257]	101 Md МЕНДЕЛЕВИЙ [258]	102 No НОБЕЛИЙ [259]	103 Lr ЛОУРЕНСИЙ [260]	O N M L K

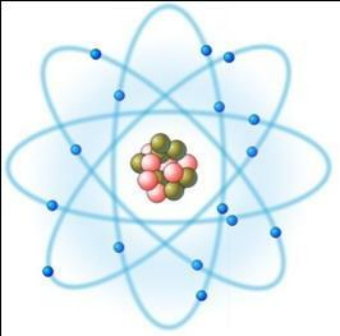
www.Furon.ru

Д.И. Менделеев
1834–1907

СИМВОЛ ЭЛЕМЕНТА
ПОРЯДКОВЫЙ НОМЕР
Rb 37
РУБИДИЙ
85,468
НАЗВАНИЕ ЭЛЕМЕНТА
ОТНОСИТЕЛЬНАЯ АТОМНАЯ МАССА
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СЛОЯМ

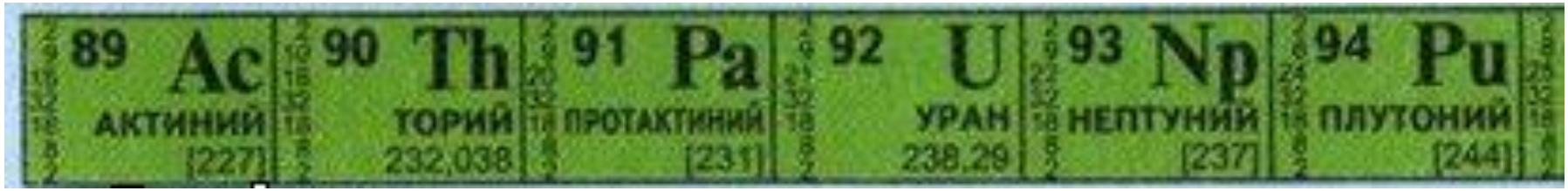
- s-элементы
- p-элементы
- d-элементы
- f-элементы

ISBN 5-17-016643-5
9 785170 166435



Актиноиды

Нас в этой таблице интересуют некоторые актиноиды



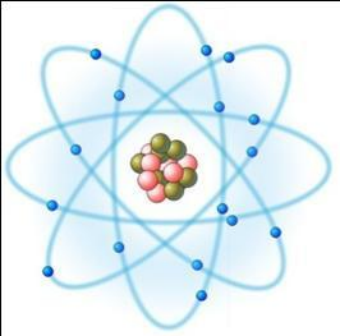
В частности торий, протактиний, уран, нептуний и плутоний. Они участвуют в воспроизводстве топлива.

Воспроизводство ядерного топлива

- Воспроизводство ядерного топлива - это процесс образования в реакторе вторичных делящихся нуклидов из нуклидов, которые не делятся на тепловых нейтронах. В реакторах, работающих на уране, помимо выгорания делящегося нуклида ^{235}**U** при радиационном захвате нейтронов ядрами ^{238}**U** (реакция **(n, γ))** образуются ядра нового делящегося нуклида ^{239}**Pu**. Затем, в результате последовательных захватов на ^{239}**Pu** образуются также ядра ^{240}**Pu** и ^{241}**Pu**. Аналогично в ядерном реакторе, содержащем в активной зоне торий ^{232}Th в качестве сырьевого нуклида, образуется новый делящийся нуклид ^{233}**U**.
- Таким образом, имеется возможность организовать в ядерных реакторах два цикла воспроизводства ядерного топлива, основанных на двух типах ядерных реакций: уран- плутониевый топливный цикл и торий – урановый топливный цикл.

$$^{232}_{90}\mathrm{Th} + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{233}_{90}\mathrm{Th} \xrightarrow[22\ \text{мин}]{\beta^-} ^{233}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow[27{,}4\ \text{сут}]{\beta^-} ^{233}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[1{,}6\ 10^5\ \text{лет}]{\alpha};$$

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[23{,}5\ \text{мин}]{\beta^-} ^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[2{,}3\ \text{сут}]{\beta^-} ^{239}_{94}\mathrm{Pu} \xrightarrow[2{,}4\ 10^4\ \text{лет}]{\alpha}.$$



- Рассмотрим упрощённую схему взаимодействия, которая, строго говоря, не отвечает действительности, однако позволяет получить очень важное соотношение, связывающее скорость взаимодействия и эффективное сечение. Пусть на тонкую мишень (ядра мишени не перекрывают друг друга) падает перпендикулярно поверхности пучок монохроматических нейтронов. Плотность нейтронов в пучке есть **n**, нейтр/см^3, а их скорость **v**, см/с. Будем рассматривать нейтроны как корпускулы (т. е. длина волны нейтрона много меньше радиуса ядра). В этом случае «столкновение» нейтрона с ядром произойдет только тогда, когда он попадет в плоскость сечения ядра. Если сечение ядра обозначить δ, то в 1 с с ядром будут сталкиваться те нейтроны, которые заключены в объеме $v\delta$. Это число равно $nv\delta$. Полное число взаимодействий («столкновений») в единцу времени в единице объема мишени, содержащей в 1 см^3 N ядер,

- $R = \delta n v N \quad (1)$

Простая геометрическая трактовка сечения, использованная при выводе выражения, удовлетворительно согласуется с экспериментом только при больших энергиях нейтронов, когда сечения взаимодействия нейтронов с ядрами имеют значения, примерно равные геометрическому сечению ядра (**10^{-24} см^2** для тяжелым ядер). Подтверждением этого факта является подобие сечений для быстрых нейтронов при переходе от ядра к ядру и очень слабое их изменение с энергией. Сечения взаимодействия нейтронов других энергий сильно изменяются при переходе от ядра к ядру с изменением их энергии. Поэтому говорят об эффективном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами, которое определяет вероятность протекания процесса и не связано с геометрическими размерами ядра. Большинство сечений ядерных реакций имеют значения от **10^{-27} до 10^{-23} см^2**, т. е. порядка геометрических сечений ядер. Однако есть реакции, сечения которых много больше геометрических сечений ядра (примерно 10^{-18} см^2), а есть реакции (например, реакции под действием медленных заряженных частиц), имеющие сечения много меньше геометрических сечении ядер.

- Будем облучать мишень, содержащую N, ядер i-го сорта в единице объема (в дальнейшем для N, будем использовать термин ядерная плотность), пучком нейтронов с плотностью n и скоростью v. Тогда R_i — число реакций i-го типа, происходящих в единице объема мишени в единицу времени, будет пропорционально N, и nv, т. е.

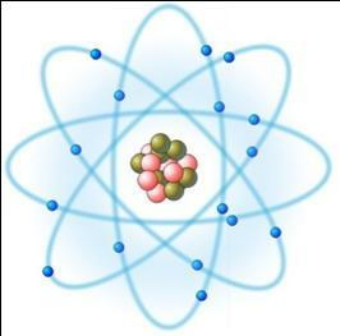
$$R_i = \sigma_{ij} N_i n v \quad \textbf{(2)}$$

- Из сказанного выше и сопоставления выражений (2) и (1) ясно, что σ_{ij} имеет размерность площади и физический смысл эффективного сечения ядра:

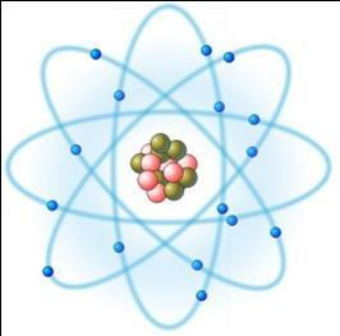
$$\sigma_{ij} = R_i/(N_i n v) \quad (3)$$

- Чаще используют термин ядерное или микроскопическое сечение реакции.

*



- В зависимости от вида взаимодействия рассматривают различные сечения и вводят соответствующие обозначения. Сечения процессов, не приводящих к изменению структуры ядра, объединяют в сечение рассеяния σ_s. Оно включает в себя следующие сечения: σ_p— потенциального рассеяния; σ_r — резонансного рассеяния; σ_m —неупругого рассеяния. Итак, $\sigma_s=\sigma_p+\sigma_r+\sigma_m$. Для процессов, связанных только с упругим рассеянием, вводят сечение упругого рассеяния $\sigma_s=\sigma_p+\sigma_r$. Сечение образования составного (компаунд) ядра обозначают σ_{comp}. Сечения различных каналов распада составного ядра, не связанные с появлением нейтронов, объединяют в сечение поглощения σ_a. Приведем обозначения сечений для наиболее характерных каналов распада составного ядра: σ_c — радиационного за-хвата (n, γ); σ_f — деления (n, f) ; σ_{2n}— реакции (n, 2n) , σ_α —реакции (n, α).
- Для рассмотрения всех процессов взаимодействия нейтрона с ядром вводят полное сечение σ_t. Оно равно сумме всех парциальных сечений. Используя ранее введенные обозначения, его можно представить в виде суммы только двух сечений
- $$\sigma_t=\sigma_p+\sigma_{comp}$$
- Для подавляющего большинства ядер в интервале энергий (10^{-3}-10^{7}) эВ
- $\sigma_t=\sigma_s+\sigma_\alpha$



МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ

- Макроскопическое сечение $\sum_{ij}$ i-го процесса для j-го нуклида в среде можно определить как произведение i -го микроскопического сечения ядра этого нуклида σ_{ij} и ядерной плотности j-го нуклида N_j:
- $$\sum_{ij} = N_j \sigma_{ij} \quad (4)$$
-
- Используя (3), можно дать другое определение макроскопического сечения $\sum_{ij}$, — это число взаимодействий i-го типа в единицу времени в единице объема j-го нуклида при единичном nv.
- Ядерную плотность определяют по формуле
- $$N_j = N_A p / M_i \quad (5)$$
- Если вещество представляет собой гомогенную смесь различных ядер, то макроскопическое сечение смеси определяют, как сумму сечений
- $$\sum_{iсм} = \sum\sum_{ij}$$

- Ядерная плотность j-го компонента может быть легко определена, если задана его массовая концентрация с , и плотность смеси p_{cm}:

$$N_j = c_j N_A \rho_{см} / M_j. \qquad (1.9.7)$$

В случае сложных химических соединений массовая концентрация j-го элемента

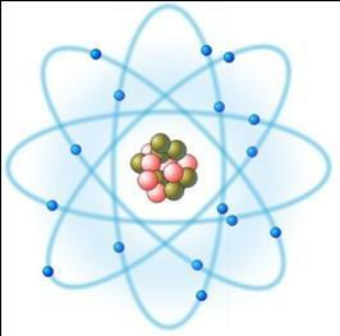
$$c_j = k_j M_j / M_{мол}, \qquad (1.9.8)$$

где $M_{мол}$ — молекулярная масса данного химического соединения, k_j — число атомов j-го элемента, входящих в данное соединение.

Подставляя (1.9.8) в (1.9.7) и используя $\rho_{мол}$ — плотность химического соединения вместо $\rho_{см}$, получаем:

$$N_j = k_j N_A \rho_{мол} / M_{мол} \qquad (1.9.9)$$

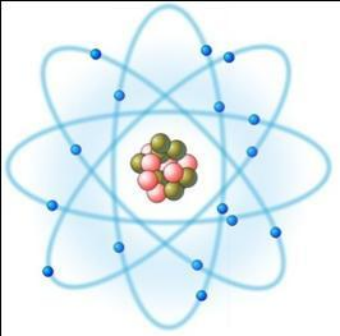
Например, $\rho_{мол} = \rho_{UO}$; $M_{UO_2} = M_U + 2M_O$; $N_{UO_2} = N_A \rho_{UO_2} / M_{UO_2}$; $N_U = 1N_{UO_2}$; $N_O = 2N_{UO}$.



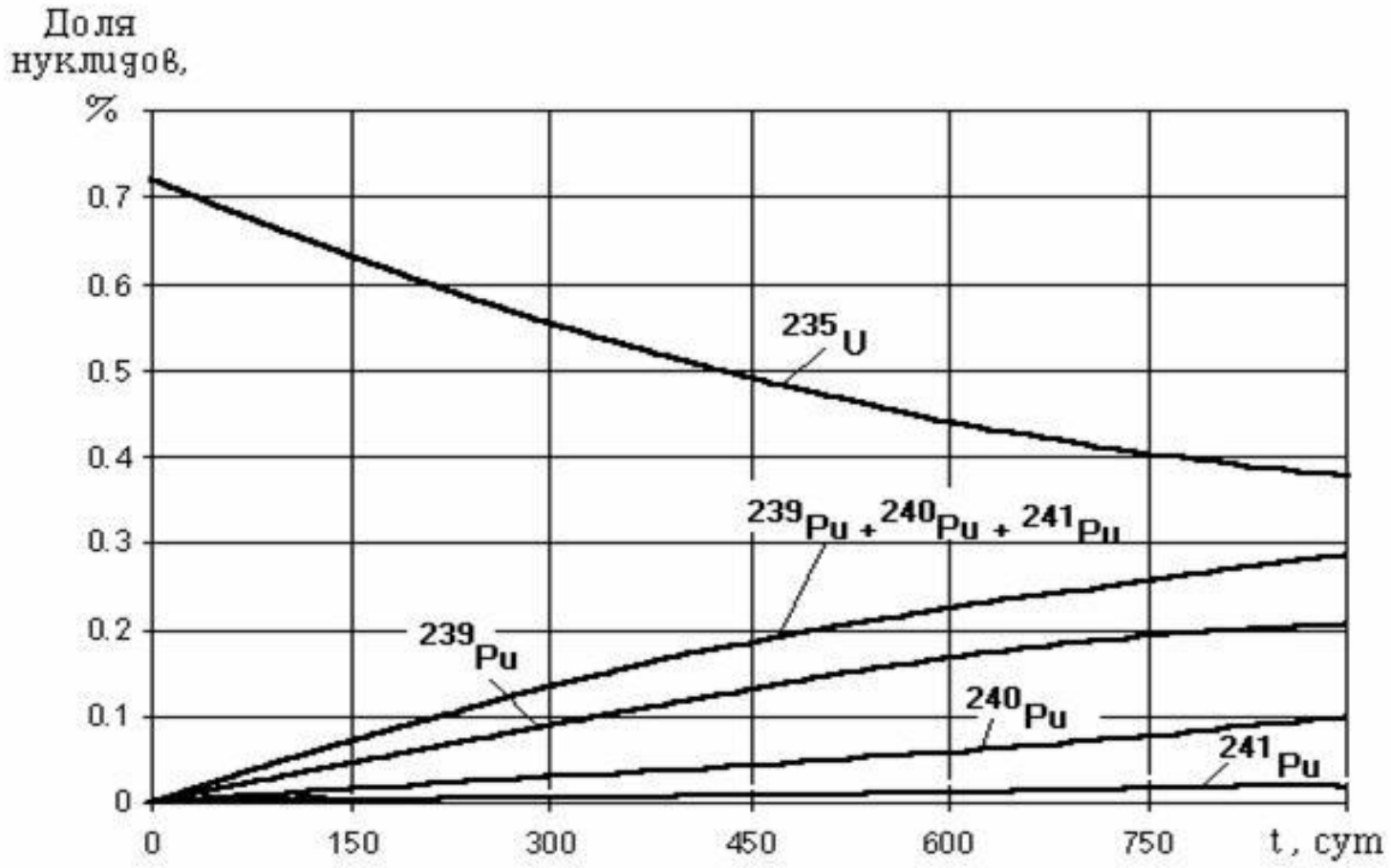
- При гетерогенном расположении материалов необходимо учитывать объемную долю, занятую данным веществом . Тогда ядерные плотности каждого вещества N , домножают на ω_i:

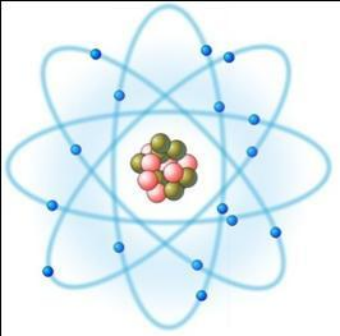
$$N_i = N_{0i}\omega_i \qquad \left(\sum_i \omega_i = 1\right).$$

- Необходимо помнить, что в случае гетерогенного расположения материалов сечение не всегда определяют как сумму сечений (1.9.6), так как различные материалы находятся в разных условиях.



- Ядерное топливо, содержащее в качестве делящегося компонента 235U, называют первичное ядерное топливо, ядерное топливо, содержащее в качестве делящегося компонента 239Pu или 233U, называют вторичное ядерное топливо.
- Если вторичный делящийся нуклид отличается от выгорающего, то процесс называют конверсией (превращением), а реактор- конвертором. Если вторичный нуклид совпадает с первичным, то процесс называют воспроизводством или бридингом.
- Интенсивность процесса воспроизводства ядерного топлива в реакторе характеризуется коэффициентом воспроизводства КВ, хотя при процессе конверсии урана в плутоний его было бы правильнее называть коэффициентом конверсии (КК). Существует несколько определений КВ.
- Для характеристики процесса воспроизводства в данный момент времени (при данной глубине выгорания) вводится дифференциальный коэффициент воспроизводства, равный отношению скорости образования ядер вторичного топлива dNвт/dt к скорости выгорания ядер dNвыг/dt :
- КВ, диф = (÷dNвт/dt ÷)/(÷dNвыг/dt÷) = dNвт/ dNвыг (5.9а)
- На рис. 5.2 приведены кривые накопления изотопов Pu и выгорания 235U в реакторе на природном уране с глубиной выгорания примерно ~ 4500 Мвт´сут/т=4,5Мвт´сут/кг. Видно, что дифференциальный КВ непрерывно изменяется в процессе выгорания топлива, поскольку представляет собой отношение производных двух кривых.


Доля нуклидов, %
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
0
150
300
450
600
750
t, сут
235U
239Pu + 240Pu + 241Pu
239Pu
240Pu
241Pu



- Абсолютно максимальный КВ возможен в реакторе на быстрых нейтронах в плутониевом цикле. В экспериментальном реакторе с металлическим плутонием можно получить КВ>2. В реальном быстром реакторе с более мягким спектром нейтронов КВ на оксидном топливе будет КВ » 1.1 ¸1.2, а с металлическим топливом КВ » 1.4-1.6. В этом случае (КВ>1) говорят о расширенном воспроизводстве ядерного топлива. Одна из наиболее универсальных технико-экономических характеристик реакторов с расширенным воспроизводством - время удвоения Т2 количества делящихся нуклидов, т.е. время, в течение которого в работающем реакторе накапливается количество вторичного топлива, достаточное для эксплуатации нового такого же реакторе. Из физического смысла следует, что для уменьшения Т2 необходимо иметь по возможности больший КВ. Согласно оценкам для реальных промышленных систем время удвоения составит, в лучшем случае, 5-10 лет.