

СИСТЕМАТИКА УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

SYSTEMATICS OF AVERAGED NEUTRON RADIATION CAPTURE CROSS SECTIONS

К. Недведюк*, Ю. П. Попов

Лаборатория нейтронной физики, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна**

(Поступила в редакцию 16-го декабря 1980 г.; переработана берсия поступила 1-го сентября 1981 г.)

The dependence of experimental cross sections of 30 keV neutron radiation capture upon a target-nucleus neutron number, neutron binding energy and level density parameters are analyzed for a wide number of nuclei. On the basis of regularities observed, additional criteria appear of estimating experimental data on averaged cross sections, level density as well as a possibility of more valid prediction of averaged cross sections for other nuclei, for example, for radioactive ones.

PACS numbers: 25.40.-h, 25.40.Lw

1. Введение

Исследование характеристик нейтронных резонансов дало богатый экспериментальный материал для становления современной статистической теории ядра. Развитие техники измерения усредненных по многим резонансам нейтронных сечений позволило получить более точные средние параметры взаимодействия нейтронов с ядром, перейти к систематическому изучению взаимодействия нейтронов с орбитальными моментами $l \geq 1$ — получить силовые функции для р- и d-нейтронов для широкого круга ядер [1-5]. А это, в свою очередь, способствовало уточнению параметров оптической модели взаимодействия нейтронов с ядрами. Усредненные сечения радиационного захвата нейтронов в области десятков и сотен килоэлектронвольт представляют и самостоятельный интерес, в частности, для ядерной энергетики, при проектировании реакторов на быстрых нейтронах [6], для проверки предсказаний гипотез нуклеосинтеза и определения времени жизни Вселенной [7].

* Институт физики Лодзинского университета (ПНР).

** Address: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P.O.Box 79, Moscow, USSR.

В настоящее время усредненные сечения радиационного захвата нейтронов измерены для многих естественных элементов и разделенных изотопов [8, 9, 5]. Это позволило выявить влияние четности нуклонов в ядре-мишени на усредненные сечения захвата и качественно — роль магических чисел нейтронов (заполненных нейтронных оболочек). Тем не менее для целого ряда изотопов и элементов такие измерения еще не проведены, нет данных об усредненных сечениях для радиоактивных ядер, в частности, осколков деления. Кроме того, для ряда ядер результаты измерения разных авторов различаются в несколько раз.

В этой связи представляется целесообразным попытаться систематизировать имеющиеся экспериментальные данные с целью поиска закономерностей в поведении усредненных сечений для различных ядер, а также рассмотреть возможность оценки усредненных сечений для новых стабильных и удаленных от области бета-стабильности изотопов. Здесь мы предприняли попытку проанализировать поведение усредненных сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 30 кэВ. Такой выбор обусловлен тем, что при этой энергии, с одной стороны, имеется наибольшее число экспериментальных данных (возможность измерять сечения по времени пролета, по времени замедления, с помощью кинематически коллимированных нейтронов из реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$, с помощью сурьмяно-бериллиевого источника нейтронов при 24 кэВ с несложной экстраполяцией сечения к сечению при $E_n = 30$ кэВ, а с другой стороны, при этой энергии еще отсутствует неупругое рассеяние нейтронов, существенно и нерегулярно искажающее плавный ход сечений захвата.

2. Изотопный ход усредненных сечений

Мы рассмотрели несколько вариантов зависимости усредненных сечений радиационного захвата нейтронов от числа нейтронов в ядре-мишени (изотопный ход сечения), пытались проследить закономерности такого хода, найти наиболее удобный подход к оценке неизвестных сечений.

В значительной мере изотопный ход сечения может быть связан с изменением среднего расстояния между резонансами D , в меньшей степени — с изменением полных радиационных ширин Γ_γ . Усредненное сечение можно представить в виде

$$\langle \sigma(n, \gamma) \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{l,J} \frac{g_J \Gamma_\gamma^l}{D_J} F\left(\frac{\Gamma_n^l}{\Gamma_\gamma^l}\right) \frac{\langle \Gamma_n^l / D_J \rangle}{\langle \Gamma_n^l / D_J \rangle + \langle \Gamma_\gamma^l / D_J \rangle}. \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны нейтрона, деленная на 2π , l — его орбитальный момент, J — спин промежуточного ядра, g_J — статистический фактор, $\langle \Gamma_n \rangle$ — среднее значение нейтронной ширины, фактор

$$F\left(\frac{\Gamma_n^l}{\Gamma_\gamma^l}\right) \equiv \left\langle \frac{\Gamma_n^l \Gamma_\gamma^l}{\Gamma_n^l + \Gamma_\gamma^l} \right\rangle \frac{\langle \Gamma_n^l + \Gamma_\gamma^l \rangle}{\langle \Gamma_n^l \rangle \langle \Gamma_\gamma^l \rangle}$$

и изменяется в пределах $0,6 \leq F \leq 1$.

При $E_n = 30$ кэВ выражение (1) упрощается, можно пренебречь вкладом нейтронов с $l \geq 2$ и зависимостью $\Gamma_\gamma(E_n)$. Максимальный вклад s- и p-нейтронов в сечение будет при $\langle \Gamma_n(l=0; 1) \rangle \gg \Gamma_\gamma$ (а тогда $F = 1$), а минимальный — при $\langle \Gamma_n(l=0) \rangle \sim \Gamma_\gamma$ ($F = 0,6$) и $\langle \Gamma_n(l=1) \rangle \ll \Gamma_\gamma$. Верхняя оценка сечения для четно-четных ядер-мишеней ($I = 0$) в предположении, что $\Gamma_\gamma^s = \Gamma_\gamma^p = \Gamma_\gamma$ (хотя в отдельных случаях известны различия средних радиационных ширин для s- и p-нейтронов [8, 9]) дает

$$\langle \sigma(n, \gamma) \rangle_{\max} = 2\pi^2 \lambda^2 \Gamma_\gamma \left(\frac{1}{D_{s1/2}} + \frac{1}{D_{p1/2}} + \frac{2}{D_{p3/2}} \right) \equiv 2\pi^2 \lambda^2 \Gamma_\gamma / D_0, \quad (2)$$

где D_0 — среднее расстояние между резонансами с любыми значениями J^π . К сожалению, из экспериментов с резонансными нейтронами известны, как правило, только величины D_s (для s-нейтронов). Однако, опираясь на выводы статистической теории, можно использовать, что $D_{s1/2} = D_{p1/2} = 2D_{p3/2}$. Это позволяет связать сечение радиационного захвата с параметрами резонансов, а также ввести понятие „кинематического“ сечения:

$$\langle \sigma^k(n, \gamma) \rangle = \frac{\langle \sigma(n, \gamma) \rangle D_s}{\Gamma_\gamma} = C \cdot 2\pi^2 \lambda^2, \quad (3)$$

где C — коэффициент, зависящий от вкладов s- и p-нейтронов в суммарное сечение. Для обсуждавшихся выше граничных случаев $C_{\max} = 6$, $C_{\min} = 0,3$. Тогда теоретические оценки кинематических сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 30 кэВ дадут такой коридор значений

$$41 \text{ барн} \leq \frac{\langle \sigma(n, \gamma) \rangle \cdot D_s}{\Gamma_\gamma} \leq 816 \text{ барн}. \quad (4a)$$

В качестве оценки среднего кинематического сечения можно использовать для p-нейтронов условие $\langle \Gamma_n \rangle \sim \Gamma_\gamma$ ($F(l=1) = 0,6$), тогда $\bar{C} = 1,9$ и

$$\overline{\sigma^k(n, \gamma)} = 258 \text{ барн}. \quad (4б)$$

Выпадение экспериментальных значений кинематических сечений из коридора (4a) может указывать, с одной стороны, на ошибочность экспериментальных данных, а с другой — на несправедливость использованных выше предположений о равенстве средних радиационных ширин и плотностей уровней с разными четностями.

Отметим, что аналогичное рассмотрение для ядер-мишеней с $I \neq 0$ показывает, что при подсчете кинематических сечений необходимо использовать вместо D_s значение D_J (мы полагали $D_J = 2D_s$ для $I \geq 3/2$ и $D_J = 1,3D_s$ для $I = 1/2$).

Перейдем к анализу имеющихся экспериментальных данных. На рис. 1 в полулогарифмическом масштабе представлена зависимость усредненных сечений радиационного захвата нейтронов при $E_n = 30$ кэВ от числа нейтронов (в основном данные из компиляции [8] и работ [5] и [9]). Здесь светлые кружки относятся

к четно-четным изотопам-мишеням, черные кружки — к четно-нечетным (по Z и N) и треугольники — к нечетно-четным. Последние две группы хорошо ложатся на общую плавную кривую с резкими минимумами для магических чисел нейтронов $N = 50, 82$ и 126 и менее резким при $Z = 50$. (На меньшем экспериментальном материале зависимости средних сечений от атомного веса строились и ранее, напри-

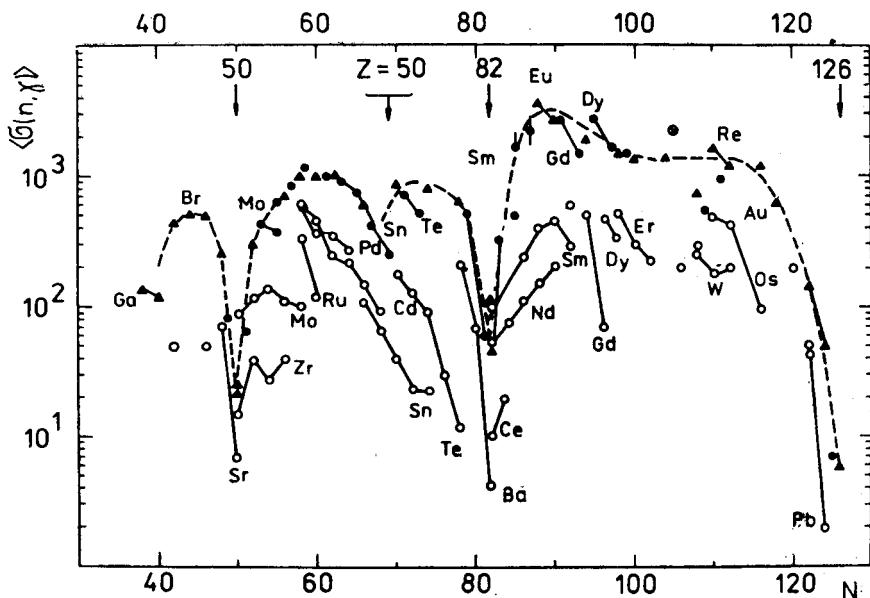


Рис. 1. Зависимость усредненных сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 30 кэВ от числа нейтронов в ядре-мишени N . Кружки — четно-четные изотопы, точки — четно-нечетные (соответственно по Z и N), треугольники — нечетно-четные, кружок с крестиком — нечетно-нечетный. Сплошные прямые соединяют изотопы одного элемента. Пунктир — плавная кривая через кружки и треугольники. Сечения даны в миллибарнах

мер, [10]). Для четно-четных изотопов в пределах одного элемента характерно, как правило, плавное спадание сечения с ростом числа нейтронов. Однако вблизи магических значений N такая зависимость искажается более быстрым спаданием сечений по мере приближения к магическому N (см., например, изотопы Zr, Mo, Nd, Sm).

В значительной степени такой ход сечений связан с изменением среднего расстояния между уровнями D (также как и падение сечений в 3–5 раз для четно-четных изотопов относительно нечетных по Z или N). Имеется некоторая компенсация зависимости сечений от D более слабым изменением Γ_γ — полной радиационной ширины [8, 11]. Чтобы проиллюстрировать это, на рис. 2 представлены величины кинематических сечений (см. выражение (3)). По сравнению с рис. 1 „разброс“ сечений по величине существенно снизился (с трех порядков величины до одного), и теперь в заметной мере определяется ошибками экспериментальных значений $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$, D и Γ_γ . В пользу этого предположения говорит тот факт,

что среднеквадратичный разброс величин $\sigma^k(n, \gamma)$ относительно среднего значения для четно-четных ядер (для которых известно, что точность экспериментальных данных по сечениям и плотностям уровней хуже, чем для остальных типов ядер) составляет 302 миллибарна, в то время как для четно-нечетных и нечетно-четных он соответственно 115 и 95 миллибарн. Отметим, что сами средние значения $\sigma^k(n, \gamma)$

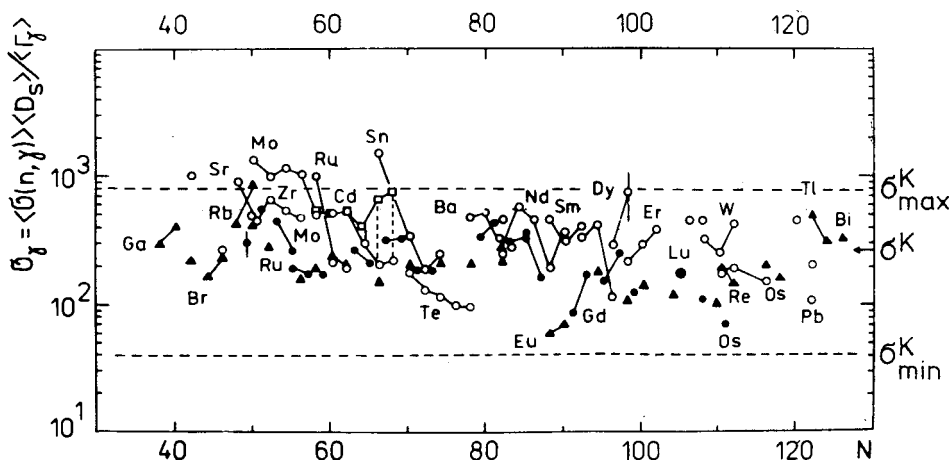


Рис. 2. Зависимость „кинематических сечений“ (в барнах) от числа нейтронов в ядре-мишени. Обозначения как на рис. 1. Горизонтальные пунктирные линии — коридор согласно оценкам выражения (4а)

по всему диапазону ядер составляют соответственно 475, 243 и 217 миллибарн (последние близки к (46)).

Для кинематических сечений четно-четных ядер характерно превалирование в среднем почти в 2 раза над остальными, в противоположность тому, что мы видели для обычных сечений. Причина этого, видимо, связана с тем, что для соседних ядер $D^{чч} \gg D^{нч}$ и $D^{чн}$ [8], а следовательно $\langle \Gamma_n \rangle^{чч} \gg \langle \Gamma_n \rangle^{нч}$ и $\langle \Gamma_n \rangle^{чн}$ (поскольку нейтронные силовые функции $\left\langle \frac{\Gamma_n^0}{D} \right\rangle$ для соседних ядер близки), и для четно-четных ядер чаще оказывается справедливым неравенство $\langle \Gamma_n \rangle > \Gamma_\gamma$, т.е. их кинематические сечения ближе к $\sigma_{\max}^k(n, \gamma)$.

Можно также констатировать, что границы, задаваемые значениями $\sigma_{\max}^k(n, \gamma)$ и $\sigma_{\min}^k(n, \gamma)$ (пунктирные прямые на рис. 2), определяют довольно реальный коридор для экспериментальных кинематических сечений. Систематическое превышение величины $\sigma_{\max}^k(n, \gamma)$ наблюдается лишь в районе молибдена — олова, совпадающем с областью максимума р-нейтронной силовой функции, где Бёрд и др. [11] сообщают о регулярном превышении полной радиационной ширины для р-волновых резонансов над аналогичной шириной для s-волновых резонансов, что не учитывалось при выводе выражения (4а). Для последних данных Мустрова и др. [9] характерно повышение значений D_γ и понижение Γ_γ^s по сравнению с величинами, приводимыми в компиляции [8]. Для иллюстрации этого кинематические сечения изотопов

кадия, посчитанные по данным Мусгрова и др. [9], представлены на рис. 2 квадратами. Получившийся разброс кинематических сечений для этого ядра подчеркивается вертикальными пунктирными линиями.

3. Систематика по энергии возбуждения

Поскольку плотность нейтронных резонансов $\varrho = \frac{1}{D}$ (а следовательно и сечения захвата, см. выражение (2)) экспоненциально зависит от энергии возбуждения ядра при захвате нейтрона, рассмотрим зависимость $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ от энергии связи нейтрона $B_n (\gg E_n)$. На рис. 3 в качестве иллюстрации изображены такие зависи-

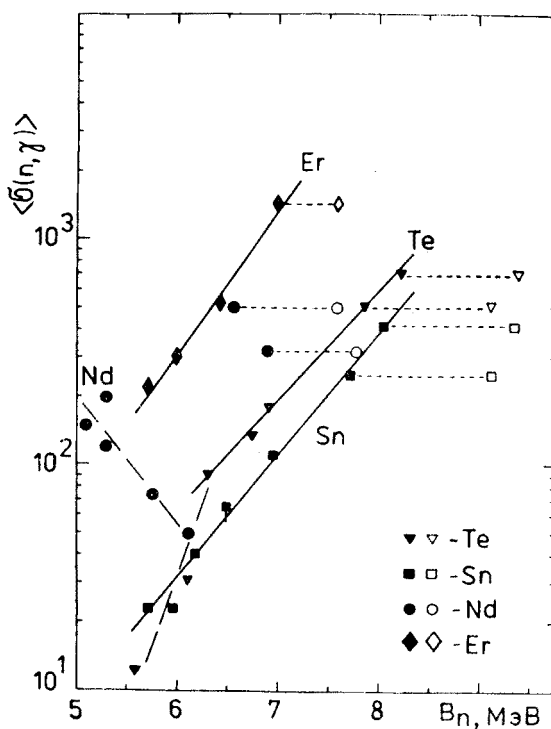


Рис. 3. Зависимость усредненных сечений захвата (в миллибарнах) от энергии связи нейтрона. Горизонтальные мелкие пунктирные линии — сдвигка точек после введения поправки на энергию спаривания (см. текст). Сплошные прямые проведены через изотопы одного элемента, пунктирные линии иллюстрируют отклонение от обычной линейной зависимости

мости для двух групп ядер: 1) изотопов олова и эрбия (ядра, удаленные от магических по числу нейтронов) и 2) теллура и неодима (изотопы вблизи $N = 82$).

В первом случае точки для четно-нечетных изотопов-мишеней (открытые значки) хорошо ложатся на общую прямую с четно-четными изотопами (темные точки), если из энергии связи нейтрона вычесть энергию спаривания $\Delta_n \sim 1,5$ МэВ

[12] (см. сдвиг вдоль точечной линии на рис. 3). Таким образом, откладывая зависимость $\lg \langle \sigma(n, \gamma) \rangle$ от энергии возбуждения $U^* = B_n - \Delta_n$, мы получаем линейный ход для изотопов данного элемента. Такой ход зависимости характерен и для других элементов, принадлежащих к этой группе ядер, причем наклоны прямых для разных элементов оказываются близкими.

Во втором случае (элементы, близкие к магическим по числу нейтронов) ход зависимости сечений радиационного захвата будет совсем иной. Это видно на рис. 3 для изотопов неодима; для изотопов теллура отклонение от прямой наблюдается при $N \geq 76$. Для выяснения такого поведения сечений рассмотрим подробнее зависимость плотности уровней от энергии возбуждения, например, в модели Ферми-газа [12]:

$$\langle \sigma(n, \gamma) \rangle \sim \frac{1}{D} = \varrho(U) \sim \frac{a}{(aU)^{5/4}} \exp 2(aU)^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь a — известный параметр статистической теории, пропорциональный плотности одночастичных состояний, U — эффективная энергия возбуждения ядра. Поскольку вблизи магических значений N параметр a сильно меняется [12], видимо, этим обусловлено необычное поведение зависимости сечений захвата от энергии

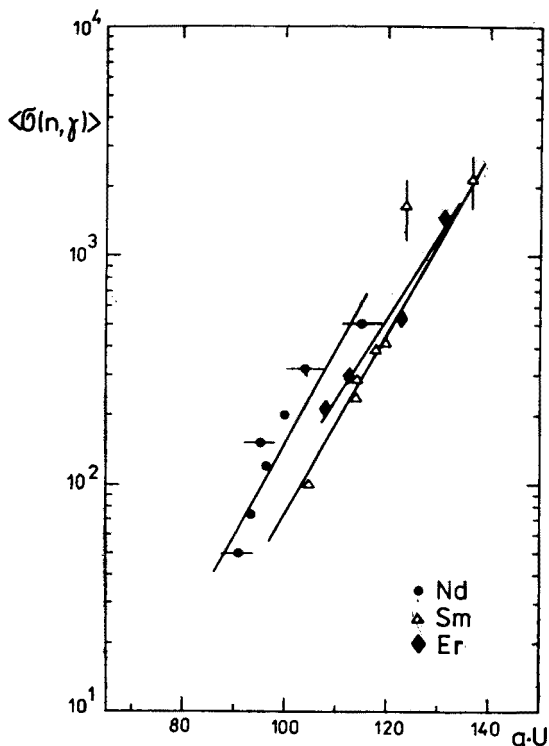


Рис. 4. Иллюстрация линейной зависимости логарифма усредненных сечений (в мб) от произведения aU (см. текст)

возбуждения для второй группы ядер (рис. 3). Чтобы убедиться в этом, на рис. 4 построена зависимость сечения захвата от произведения aU для элементов из второй группы — неодима и самария, а также из первой — эрбия. Действительно, в таком масштабе зависимость логарифма сечения получается практически линейной (если, например, допустить для изотопов неодима возможность ошибки в $aU \sim 3\%$). К сожалению, разброс величин aU , подсчитанных по данным разных авторов [13–15], еще велик и достигает более 10%. Поэтому актуальным остается вопрос о повышении точности определения параметра a . Возможно, что построение зависимостей типа $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle = f(aU)$ позволит в ряде случаев оценить надежность того или иного набора параметров a .

Причины существенного изменения величин a для изотопов неодима, самария и др. рассматривались в работе [13], где авторы связывают их с оболочечными эффектами.

На рис. 5 представлены зависимости средних сечений захвата от энергии возбуждения для элементов с нечетным Z . Здесь можно отметить явное группирование точек для деформированных ядер (область I), для сферических ядер с $95 < A < 135$

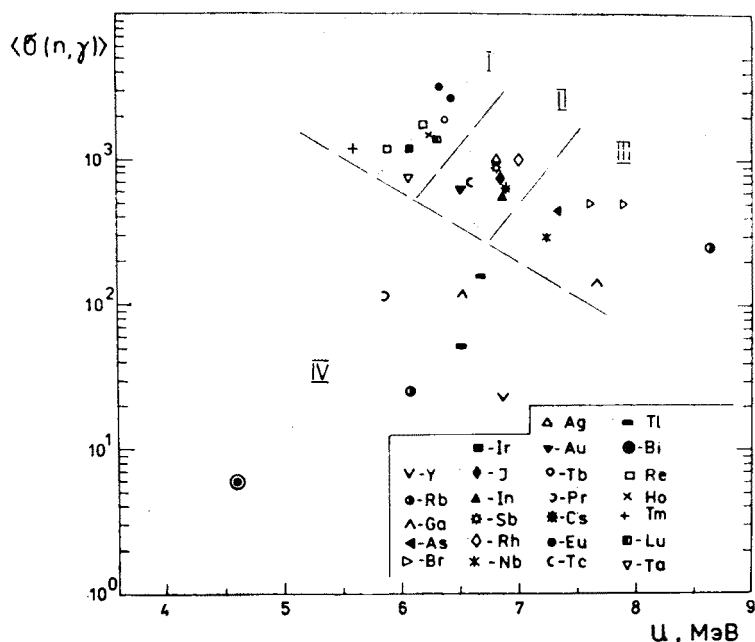


Рис. 5. Зависимость усредненных сечений захвата (в мб) от эффективной энергии возбуждения для элементов с нечетным Z . I — область деформированных ядер, II — сферических ядер с $95 < A < 135$, III — средних ядер с $65 < A < 95$, IV — околomagических ядер

(II), для средних ядер $65 < A < 95$ (III) и довольно широкий „разброс“ точек для околomagических ядер (IV).

Наряду с рассмотренным выше вариантом модели Ферми-газа [12] последнее время начинает развиваться другой вариант — так называемая „модель Ферми-

-газа с обратным смещением“ (см., например, [16]). В этой модели величины A и a рассматриваются просто как свободно варьируемые параметры подгонки при описании плотности состояний конкретного ядра вблизи основного состояния и в области нейтронных резонансов. Такая параметризация позволяет описать плотность возбужденных состояний в более широком диапазоне энергий, хотя и ценою отказа от определенного физического смысла этих параметров.

Воспользовавшись результатами работы Дилга и др. [16], мы построили зависимость усредненных сечений радиационного захвата нейтронов от произведения параметров aU , полученных в модели с обратным смещением. На рис. 6 (чтобы не перегружать его) приведены некоторые из таких зависимостей для элементов с четными значениями Z . Обращает на себя внимание, что изотопы элементов

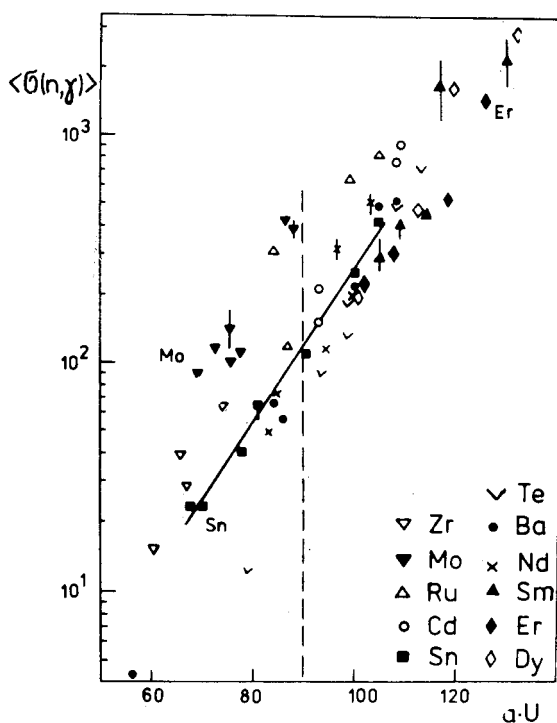


Рис. 6. Зависимость усредненных сечений захвата (в мб) от произведения aU , взятого „из модели Ферми-газа с обратным смещением“ для некоторых элементов с четным Z . Вертикальный пунктир соответствует $aU = 90$

с $A \gtrsim 120$ располагаются вдоль сравнительно узкой полосы, пересекающей значение $aU = 90$ при $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle \simeq 100$ мбн. Это позволяет только по экспериментальному значению среднего сечения давать оценку величины произведения aU для данного изотопа с точностью, видимо, не хуже 5–7%.

Изотопы элементов с четным Z и $80 < A < 120$ располагаются выше этой полосы (особенно изотопы молибдена, рис. 6). Вероятно, это связано с преоблада-

нием вклада р-нейтронов, поскольку в этой области A расположен максимум силовой функции для р-нейтронов. В пользу такого предположения свидетельствует рис. 7, где приведена зависимость от атомного веса элемента некоторого фиктивного сечения радиационного захвата нейтронов $\sigma^*(n, \gamma)$ при $aU = 90 = \text{const}$ (соответствующего пересечению прямой, проведенной через точки для отдельных изотопов данного элемента, с абсциссой $aU = 90$ на рис. 6). Низкое положение

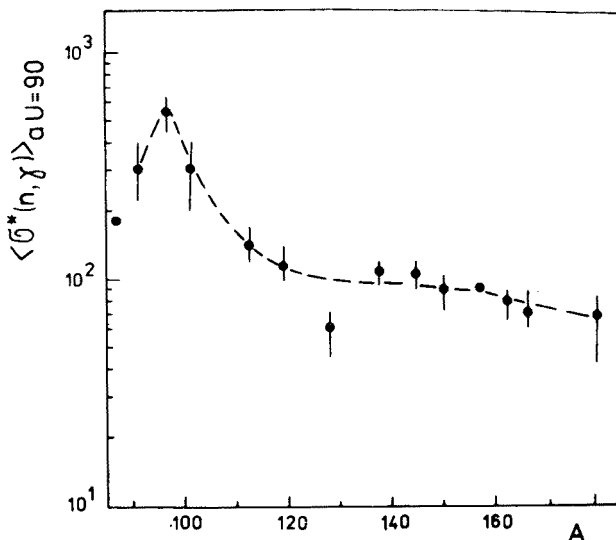


Рис. 7. Зависимость „фиктивного“ сечения захвата (в миллибарнах) при $aU = 90$ (см. текст) для элементов с четным Z от атомного веса элемента A

точки при $A = 127,6$ (теллур), возможно, говорит о некотором несоответствии плотностей уровней в области разрешенных резонансов и при $E_n = 30$ кэВ. Этим же можно объяснить и малые значения кинематических сечений для четных изотопов теллура (см. рис. 2).

Для изотопов элементов с нечетным Z зависимость $\langle \sigma(n, \gamma) \rangle = f(aU)$ в „модели с обратным смещением“ качественно совпадает с картиной, приведенной на рис. 5.

4. Заключение

Продemonстрированные выше закономерности изменения усредненных сечений радиационного захвата нейтронов в зависимости от различных ядерных характеристик будут полезными при получении оцененных величин из имеющихся экспериментальных данных, а также при попытках предсказать сечения неисследованных еще ядер.

В таблице I для иллюстрации таких возможностей предсказания неизвестных сечений приводятся оценки усредненных сечений (в миллибарнах) для радиактивных изотопов прометия-147, самария-151 и стабильных изотопов ксенона на основе

ТАБЛИЦА I

Оценка средних сечений радиационного захвата (в мб) при $E_n = 30$ кэВ из систематики

Ядро-мишень:	^{147}Pm	^{151}Sm	^{129}Xe	^{131}Xe	^{124}Xe	^{126}Xe	^{128}Xe	^{130}Xe	^{132}Xe	^{134}Xe
N	86	89	75	77	70	72	74	76	78	80
I $\langle\sigma(n, \gamma)\rangle = f(N)$	2000	3500	900	600	450	320	200	150	110	30
II $\langle\sigma(n, \gamma)\rangle = f(B_n)$			(900)	(600)	610	350	240	160	140	(140)
III $\langle\sigma(n, \gamma)\rangle = f(aU)$ [16]		5000	660	350						
IV $\langle\sigma(n, \gamma)\rangle = f(aU)$ [14]	2700	6000	1100	570						

использования различных закономерностей. В строке (II) в качестве „опорных точек“ для изотопов ксенона были использованы сечения ^{129}Xe и ^{131}Xe из строки (I). Здесь необходимо также отметить, что по мере приближения к магическим значениям N линейная экстраполяция зависимости $\lg \langle\sigma(n, \gamma)\rangle = f(B_n - \Delta_n)$ для данного элемента дает все более завышенную оценку сечения (см., например, точки для теллура на рис. 3, пунктир).

Разброс приведенных в табл. I величин характеризует возможную точность оценки новых сечений на основании такого подхода.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] E. G. Bilpuch, L. W. Weston, H. W. Newson, *Ann. Phys. (USA)* **10**, 455 (1960).
- [2] J. H. Gibbons, R. L. Macklin, P. D. Miller, J. H. Neiler, *Phys. Rev.* **122**, 182 (1961).
- [3] Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро, *ЖЭТФ* **42**, 988 (1962); Ю. П. Попов, *Труды ФИАН* **24**, 111 (1964).
- [4] Ю. Я. Ставиский, В. А. Толстикова, *АЭ* **7**, 259 (1959); **10**, 508 (1961).
- [5] В. Н. Кононов, Б. Д. Юрлов, Е. Д. Полетаев, В. М. Тимохов, *ЯФ* **26**, 947 (1977); **27**, 10 (1978).
- [6] World Request List for Nuclear Data, WRENDAL 76/77, IAEA, Vienna 1976.
- [7] E. W. Burbridge, G. E. Burbridge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 577 (1957); R. R. Winters, R. L. Macklin, J. Halperin, *Phys. Rev.* **C21**, 563 (1980); H. Beer, F. Kappeler, *Phys. Rev.* **C21**, 534 (1980).
- [8] S. F. Mughabghab, D. I. Garber, *Neutron Cross Section*, v. I, BNL-325, 3rd ed., New York 1973; D. I. Garber, R. R. Kinsey, *Neutron Cross Sections*, v. II, BNL-325, 3rd ed., New York 1976.
- [9] A. R. de L. Musgrove, B. J. Allen, J. W. Boldeman, R. L. Macklin, in *Neutron Physics and Nuclear Data*, Harwell 1978, p. 449.
- [10] R. L. Macklin, J. H. Gibbons, T. Inada, *Phys. Rev.* **129**, 2695 (1963); А. А. Бергман, А. И. Исаков, М. В. Казарновский, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро, in *Pulsed Neutron Research*, v. I, IAEA, Vienna 1965, p. 671.
- [11] J. R. Bird, J. W. Boldeman, B. J. Allen et al., in Proc. Intern. Conf. on the Interaction of Neutron with Nuclei, Lowell, USA 1976, p. 76.
- [12] О. Бор, Б. Моттelson, *Структура ядра*, т. I, Мир, Москва 1971.
- [13] В. И. Фурман, А. Б. Попов, Препринт ОИЯИ, Р4-3925, Дубна 1968.
- [14] A. I. Malyshev, in *Nuclear Structure Study with Neutrons*, North-Holland 1966, p. 236.
- [15] U. Garuska, H. Malecki, K. Trzeciak, *Bulletin de la Société des Sciences et des Lettres de Łódź* XXVII, 2, p. 1 (1977).
- [16] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, *Nucl. Phys.* **A217**, 269 (1973).