

Ю.П. Попов

1143

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО
ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ ДО 50 КЭВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук

Ф.Л. Шапиро

В в е д е н и е

Радиационный захват является одним из основных видов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами в области малых энергий. Исследование этого процесса для медленных нейтронов и нейтронов промежуточных энергий дает сведения как о самом процессе взаимодействия нейтронов с атомными ядрами, так и об уровнях составного ядра при энергиях возбуждения порядка энергии связи последнего нейтрона в ядре.

Эти сведения представляют большой интерес для теории атомного ядра, для построения теории возникновения и распространенности изотопов в природе; на них базируются при расчетах реакторов, при проектировании защиты от излучения, в дозиметрии нейтронов.

Нами разработан метод измерения сечений захвата нейтронов различными ядрами на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце, который позволяет измерять сечения захвата в области энергий нейтронов от долей эв до 40-50 Кэв. Нормировка кривых сечений производилась по параметрам резонансов в области эв, надежно определенным в измерениях полных сечений.

К началу этих исследований, проведенных в Лаборатории атомного ядра Физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР в 1955-1961 гг., практически отсутствовали данные по энергетической зависимости сечения радиационного захвата нейтронов. Поэтому, исходя из возможностей метода /большая светосила и плохое разрешение/, измерения велись в двух направлениях: а/ изучение ядер с малой плотностью уровней, где разрешение спектрометра позволяло разделять отдельные уровни и, возможно, обнаружить новые, а также исследовать ход сечения ниже 1-го уровня, проверив выполнение закона $1/v$, или по отклонению от этого закона определить энергию отрицательного уровня; б/ измерение усредненных по резонансам сечений захвата нейтронов в ядрах с атомными номерами $A \sim 100$, где оптическая модель предсказывает гигантский резонанс в зависимости силовой функции для нейтронов с орбитальным моментом $l = 1 (S_1)$ от A .

Кроме того, было проведено измерение сечения захвата для ряда элементов, представляющих интерес для реакторостроения.

Основные результаты, изложенные в настоящей диссертации, опубликованы в работах /1-9/.

В центре свинцового куба с ребром около 2 м 1250 раз в сек генерируется вспышка нейтронов с энергией 14 Мэв длительностью 0,5 - 1 мксек. К моменту времени t мксек после вспышки нейтроны замедляются до средней энергии E в Кэв/

$$E = \frac{183}{(t + 0,3)^2} \quad /1/$$

Среднеквадратичный разброс энергий нейтронов вокруг среднего значения составляет около 15% при $E < 1$ Кэв и постепенно возрастает с увеличением энергии нейтрона до ~ 35% при $E = 15$ Кэв.

Для измерения сечения захвата внутрь свинцового куба помещаются детектор γ -лучей и исследуемый образец. С помощью многоканального временно-анализатора находится интенсивность γ -лучей от захвата нейтронов в образце в функции времени замедления $I_Y(t)$. $I_Y(t)$ получается вычитанием из измерений с образцом фона, измеряемого без образца; вводится также небольшая поправка, учитывающая активацию образца и захват нейтронов, оставшихся от предыдущих вспышек. В той же точке куба проводятся измерения с пропорциональным счетчиком с тонким слоем бора. Учитывая, что в области энергии $E < 50$ Кэв сечение реакции $B^{10}(n, \alpha)$ подчиняется закону $1/v$, для тонкого образца получаем

$$\frac{I_Y(t)}{I_B(t)} = k \sigma_Y(E) E^{-1/2}, \quad /2/$$

где E - средняя энергия нейтронов в момент времени замедления t , определяемая выражением /1/. В общем случае /образец произвольной толщины, резонансы/ имеет место соотношение

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{I_Y(t)}{I_B(t)} dt = \frac{A k}{2 \Sigma_s n \bar{\ell}} \sum_i \frac{A_i \text{рез.}(\ell)}{E_{0i}}, \quad /3/$$

где A - массовое число замедлителя / $A = 207$ /,
 Σ_s - макроскопическое сечение рассеяния замедлителем,
 n - число ядер в единице объема образца,
 $\bar{\ell}$ - средняя длина пути нейтрона через образец,
 E_0 - резонансная энергия,

$$A_{\text{рез.}} = \int_{\text{рез.}} (1 - e^{-n\ell\sigma(E)}) \frac{\Gamma_Y}{\Gamma} dE,$$

суммирование в /3/ производится по всем резонансам, расположенным в интер-

вале энергии $E(t_2) - E(t_1)$. Черта означает усреднение по длинам путей нейтронов через образец; фактически принималось $A(\bar{\ell}) = A(\ell)$, что вносит ошибку, не превышающую 3-5%.

Выражение /3/ не учитывает наличия потенциального рассеяния и поглощения нейтронов, испытывавших резонансное рассеяние. В описываемых измерениях использовались сравнительно тонкие образцы, и эти эффекты, как правило, были незначительны; в случае необходимости вводились соответствующие поправки.

Применяя соотношение /3/ к изолированному резонансу или группе резонансов с хорошо известными параметрами или применяя /2/ к области тепловых энергий, где сечение захвата известно, можно определить градуировочный множитель k . После этого выражения /2/ и /3/ могут быть использованы для нахождения сечений захвата и резонансных интегралов в остальной области энергий.

Описанная процедура предполагает, что эффективность регистрации γ -лучей не зависит от энергии захватываемых нейтронов. При использовании детектора с эффективностью, пропорциональной энергии γ -кванта, вероятность регистрации акта поглощения медленного нейтрона будет пропорциональна энергии связи нейтрона. В этом случае постоянство эффективности будет выполнено для моноизотопного вещества или для смеси изотопов, мало отличающихся по энергии связи. В качестве детектора, удовлетворяющего этому требованию, применялся толстостенный пропорциональный счетчик. Для контроля использовался также и сцинтилляционный счетчик с кристаллом CaF_2 . Для всех изученных элементов, кроме меди, пропорциональный и сцинтилляционный счетчики дали совпадающие в пределах ошибки измерения результаты.

В диссертации подробно рассматривается ряд эффектов, которые могут внести вклад в ошибку измерений. Суммарная ошибка измерений сечений оценивается в $\pm 10\%$ для энергий $E < 10$ Кэв и $\pm 15\%$ для $E > 10$ Кэв.

Результаты измерений

В диссертации получены новые данные по радиационному захвату нейтронов для 21 ядра (Cl^{35} , Fe , Ni , Cu , Br , Rb^{85} , Rb^{87} , Nb^{93} , Mo , Mo^{98} , Mo^{100} , Rh^{103} , Ag , In , Sb , J^{127} , Cs^{133} , W , Ir , Au^{197} , Pb) и измерен ход сечения реакции $Cl^{35}(n, p)$. Для всех ядер /кроме Pb / приводятся графики сечений захвата от электронвольта до 20-50 Кэв.

1. В ядрах с редко расположенными уровнями обнаружено более 12 новых резонансов, кроме того уточнены параметры некоторых резонансов известных ра-

нее /см. таблицу/. Для железа и никеля показано, что ход сечения захвата ниже обнаруженных нами уровней подчиняется закону $1/v$, и что значения резонансных интегралов захвата заметно отличаются от результатов измерений на реакторах.

Обнаруженные нами резонансы обладают, как правило, очень малой нейтронной шириной. Это объясняет тот факт, что резонансы не проявляются на кривых полных сечений, измеренных со значительно лучшим разрешением. Приведенные нейтронные ширины, вычисленные для этих резонансов, в ряде случаев оказываются на 2-3 порядка меньше, чем приведенные ширины резонансов, известных по полным сечениям. Это дает основание предположить, что такие резонансы обусловлены захватом p -нейтронов. Присутствие таких резонансов при энергиях < 1 Кэв не удивительно, так как плотность уровней с различной четностью должна быть одного порядка. В то же время оптическая модель предсказывает для ядер с определенным числом нуклонов "резонанс размеров", приводящий в данной области A к максимуму силовой функции для s - или p - и т.д. нейтронов. В частности, ядра Ce^{135} и Mo^{98} находятся в области максимумов силовой функции для p -нейтронов и минимумов для s -нейтронов /см. соответствующие кривые в работе Крюгера и Марголиса^{10/}, т.е. для них отношение средних значений от нейтронных ширин, деленных на $E^{1/2}$ для p - и s -нейтронов должно значительно превышать величину $(kR)^2$. Представляет интерес определение радиационных ширин для Ce и Rb в связи с тем, что измерения полных сечений до настоящего времени не давали для околomagических и сравнительно легких ядер ($A < 70$) надежных значений радиационных ширин, так как здесь $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$. В то же время такие данные необходимы как для теории, так и для реакторостроения.

2. Измерение энергетической зависимости усредненных сечений радиационного захвата нейтронов в области энергий выше 1 Кэв проведено для ядер 16 элементов и изотопов. Для ядер Ce , Rb , Mo^{98} , Cs и Ir такие измерения проделаны впервые. Для остальных ядер новые данные получены в области $E \leq 5-10$ Кэв, а в перекрывающейся области энергий наши результаты, как правило, хорошо совпадают с данными других авторов /см. рис. 1,2/. На рис. 1 представлена зависимость усредненных сечений захвата нейтронов $\bar{\sigma}_\gamma$ от атомного номера ядра-мишени для ядер с нечетным Z . Здесь четко проявилось влияние замкнутых нейтронных оболочек и более слабое влияние протонной оболочки с $Z = 50$. Кривая сохраняет свой вид и при меньших энергиях нейтронов, вплоть до границы усреднения - 3 Кэв. Измерения с четными изотопами Mo показали, что их сечения лежат в 5 раз ниже кривой, приведенной на рис. 1.

Характеристики резонансов.

Элемент (изотоп).	E_0 , эв.	$\sigma_0 \Gamma_\gamma$ барн.эв.	$10^3 \Gamma_n^0$, эв.	Γ_γ , эв.	$10^3 \Gamma_p$, эв.	ℓ
Ce^{135}	-210 ± 10^X	-	$/1,38 \pm 0,02/ \cdot 10^8$	$0,50 \pm 0,01$	$2,4 \pm 0,8$	0
-/-	405^X	120 ± 10	$2,5 \pm 0,2$	-	70 ± 22	1
-/-	1100 ± 200	~ 8	~ 1	-	~ 50	1
-/-	4300 ± 300	80 ± 27	8 ± 3	-	35 ± 15	1
Fe	1180 ± 80	74 ± 7	-	-	-	-
Ni	2300 ± 200	20 ± 7	-	-	-	-
Ce^{138}	-100 ± 20	-	35 ± 10	-	-	-
Ce^{140}	227^X	-	$1,06 \pm 0,15$	$0,6 \pm 0,2$	-	-
Ce^{142}	580^X	-	~ 40	$0,65 \pm 0,1$	-	-
Rb^{85}	$9,3$	-	-	-	-	-
-/-	230 ± 15	93 ± 10	$1,1 \pm 0,1$	$0,44 \pm 0,15$	-	-
Rb^{87}	280 ± 20	100 ± 30	$1,3 \pm 4$	-	-	-
-/-	410 ± 30	85 ± 20	$2,0 \pm 0,8$	-	-	-
Rb^{85}, Rb^{87}	500-700	-	группа неразрешенных уровней			-
Mo^{98}	12 ± 1	-	$0,02$	-	-	1
Pb	1800 ± 150	-	-	-	-	-
-/-	2800 ± 200	-	-	-	-	-

X/ Резонансы были известны ранее. Нами лишь уточнены параметры.

Аналогично работам /11,12/ был проведен теоретический анализ кривых усредненных сечений захвата с целью получения средних характеристик взаимодействия p -нейтронов с атомными ядрами. Для этого в интервале энергий от ~ 1 до 50 Кэв использовалась зависимость $\bar{\sigma}_y$ от силовых функций S_0 и S_1 и величин $(\Gamma_y/D)_0$ и $(\Gamma_y/D)_1$, относящихся соответственно к s - и p -нейтронам.

Поскольку ход сечения плавный /см. рис. 2/, а искомым параметров много, то для каждого элемента было проведено три серии расчетов, в каждой из которых использовались определенные приближения. В первой серии S_0 бралось из результатов других авторов, а $(\Gamma_y/D)_0$ полагалось равным $(\Gamma_y/D)_1$, что, по-видимому, выполняется для ядер с нечетным Z /11/, во второй серии S_0 варьировалось, а в третьей оно снова закреплялось, но $(\Gamma_y/D)_0$ и $(\Gamma_y/D)_1$ варьировались отдельно. Сопоставление с экспериментальными данными производилось по методу наименьших квадратов с помощью электронной вычислительной машины. Все три серии отсчета дали близкие значения S_1 , хотя S_0 для некоторых ядер получалось отличающимся от значений, приводимых другими авторами. Так на рис. 2 жирная пунктирная кривая представляет результат наилучшего совмещения с экспериментальными значениями при $S_0 = 0.5 \cdot 10^{-4/12/}$ и $(\Gamma_y/D)_0 = (\Gamma_y/D)_1$. Сплошная кривая получена по результатам второй и третьей серий отсчета. Приведены также парциальные сечения, обусловленные захватом s - и p -нейтронов.

На рис. 3 сопоставляются наши результаты по определению силовой функции для p -нейтронов с данными работ /11/ /12/, предсказаниями различных вариантов оптической модели ядра /10/ /13/. Видно, что имеется хорошее согласие с данными /12/ и лишь качественное согласие с результатами /11/.

Общая зависимость наших значений S_1 от атомного номера в первом приближении описывается теоретической кривой, рассчитанной по коэффициентам прилипания П.Э. Немировского /13/. Наиболее существенное расхождение наблюдается при $A = 100$, где экспериментальные значения S_1 для M^{103} и особенно для Mo^{98} и Mo^{100} лежат ниже кривой. Этот провал в значениях S_1 говорит о заметном расщеплении гигантского резонанса, хотя количественного согласия с работой, где это отмечалось раньше /11/, нет. Необходимо отметить, что кривая /6/ /10/ нормировалась на результаты /11/, а это привело к тому, что полученные параметры оптического потенциала плохо объясняют другие экспериментальные результаты, в частности, зависимость $S_0(A)$, которая известна со значительно лучшей точностью.

Расщепление гигантского резонанса может быть обусловлено либо спин-орбитальным взаимодействием, либо динамической деформацией ядер /21/ /статическая деформация для этой области A отсутствует/. Однако в первом случае расщепление требует несколько большей /по-видимому, вдвое /10/ /величины спин-орбитального взаимодействия, чем это требуется для оболочечной модели ядра. Во втором случае в зависимости $S_1(A)$ могут проявиться специфические эффекты, связанные с характеристиками нижних коллективных уровней, которые невозможно уловить при существующем разбросе экспериментальных значений S_1 .

Таким образом, чтобы определить вклад каждого из процессов в зависимость $S_1(A)$ необходимо дальнейшее уточнение значений S_1 и измерение S_1 для четно-четных ядер.

В заключение можно отметить, что измерения на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце показали, что наряду с такими недостатками как плохое разрешение и ограничение со стороны высоких энергий метод спектрометрии по времени замедления обладает рядом преимуществ:

а/ Широкий энергетический диапазон, в котором происходит измерение сечений захвата, позволяет производить нормировку кривой сечения по низко расположенным резонансам, параметры которых хорошо известны из измерений полных сечений, или по сечению захвата в тепловой области. Это позволяет не зависеть от абсолютных измерений сечений захвата в области Кэв, производимых другими авторами, поскольку точность таких измерений в настоящее время не велика.

б/ Метод дает возможность измерять сечения в области энергий 1-10 Кэв, трудно доступной пока для других спектрометров.

в/ Он позволяет проводить измерения сечений радиационного захвата нейтронов с тонкими образцами / $n \leq 10^{21}$ ядер/см² / при общем весе образца в несколько граммов /вес тонкого образца Ir составлял 0,3 г./ Предельная величина поддающегося измерению сечения ограничена фоном γ -лучей от захвата нейтронов в свинце и составляет примерно

$$\sigma_y > 0,2 E^{-4} \quad \text{бн при } E < 1 \text{ Кэв}$$

$$\sigma_y > E^{-4} \quad \text{бн при } E > 1 \text{ Кэв,}$$

где E - энергия нейтронов в эв.

г/ Метод характеризуется большой светосилой, причем выигрыш в интенсивности по сравнению с методом времени пролета составляет 3-4 порядка. Это позволило провести измерение сечения реакции $Cf^{251}(n, p)$ с минимальным сечением ~ 1 миллибарна. Отсюда следует, что уже при существующем ис-

точнике нейтронов спектрометр позволяет исследовать такие слабые эффекты, как, например, подбарьерное деление для некоторых ядер.

д/ Спектрометр представляет несомненный интерес для реактостроителей поскольку позволяет измерять в различных диапазонах энергии резонансные интегралы поглощения как для отдельных элементов, так и для сложных сплавов и определять зависимость эффективных резонансных интегралов от толщины и геометрии образцов /эффект самоблокировки/. Причем, ограничение по толщине связано лишь с поглощением γ -лучей захвата в образце. Спектрометр может быть использован для анализа веществ на примеси, обладающие резко выраженными изолированными резонансами /например, Co, Ag, Mn, Si и др./

е/ Опыт работы показал, что метод времени замедления применим для обнаружения и определения энергий близлежащих отрицательных уровней.

ж/ Измерительная установка дешева и проста.

В приложения к диссертации вынесены: а/ результаты исследования записания различных типов фотоумножителей микросекундными импульсами, б/ расчет спектра фонового γ -излучения и поглощения его в образцах, в/ расчет поправки для резонансного интеграла за счет потенциального рассеяния нейтронов.

Л и т е р а т у р а

1. А.А. Бергман, А.И. Исаков, Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ 33, 9 /1957/.
2. А.А. Бергман, А.И. Исаков, Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. Сборник "Ядерные реакции при малых и средних энергиях". АН СССР стр. 140 /1958/.
3. А.И. Исаков, Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ 33, 889 /1960/.
4. А.Н. Волков, А.М. Клабуков, Ю.П. Попов. ПТЭ № 2, 68 /1960/.
5. Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ 40, 1610 /1961/.
6. Н.Т. Кашукеев, Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. Jour. Nucl. Energy A 14, 76, (1961).
7. А.И. Исаков, Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. "Тр.Ташкентского совещания по мирному использованию атомной энергии". Т. 1, стр. 64, Издательство АН Уз.ССР, Ташкент. /1961/.
8. Ю.П. Попов, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ 42, 888 /1962/.
9. Ю.П. Попов, Ю.И. Фенин. Препринт ОИЯИ Р-1010, Дубна /1962/.
10. Т.К.Krueger, В.Margolis. Nucl. Phys. 28, 578 (1961).
11. E.G.Bilpuch, L.M.Weston, H.W.Newson Ann. Phys. 10, 455 (1960).
L.M.Weston, K.K.Seth, E.G.Bilpuch, H.W.Newson Annals of Phys. 10, 477 (1960).

12. J.H.Gibbons, R.L.Macklin, P.D.Miller, J.H.Neiler Phys. Rev. 122, 182 (1961).
13. П.Э. Немировский "Современные модели атомного ядра". Атомиздат /1960/.
14. В.Н. Кононов, Ю.Я. Стависский, В.А. Толстикова. Атомная энергия 5, 564 /1958/.
- Ю.Я. Стависский, В.А. Толстикова. Атомная энергия 10, 158 /1961/.
15. S.A.Cox. Phys. Rev. 122, 1280 (1961).
16. R.L.Macklin, N.H.Lazar, W.S.Lyon. Phys. Rev. 107, 504, (1957).
17. H.W.Schmitt, C.W.Cook. Nucl. Phys. 20, 202 (1960).
18. R.Booth, W.P.Ball. M.H.Mc Gregor. Phys. Rev. 112, 226 (1958).
19. Т.С. Беланова. Диссертация. Ин-т Физики АН УССР /1961/.
20. L.M.Weston, W.S.Lyon Phys. Rev. 123, 948 (1961).
21. В.Buck, F.Perey. Phys. Rev. Lett. 8, 444 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
13 декабря 1962 года.

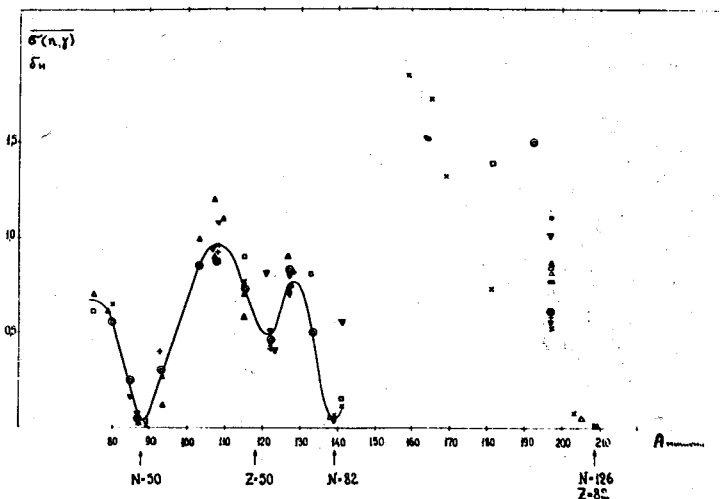


Рис. 1. Зависимость $\bar{\sigma}_y$ при $E = 30$ Кэв от A для ядер с нечетным Z . \odot - данные, полученные на спектрометре по времени замедления, Δ - данные /11/, \times - /12/, \triangle - /14/, \bullet - /15/, ∇ - /16/, \square - /18/, $+$ - /19/, \blacksquare - /20/. Результаты измерений на сурмянобериллиевом источнике нейтронов / $E = 24$ Кэв/ экстраполировались к $E = 30$ Кэв параллельно измеренным кривым сечения.

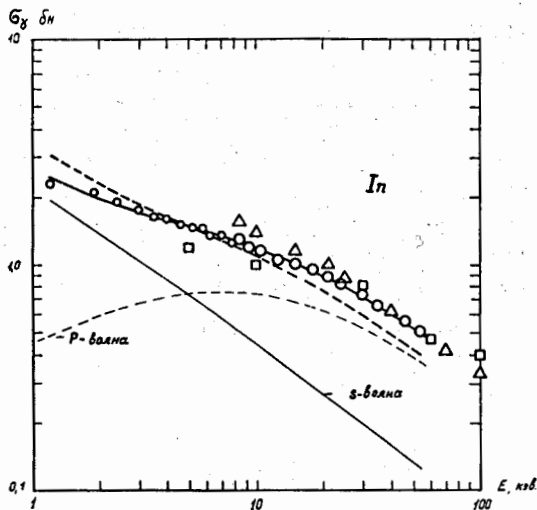


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных значений сечений захвата нейтронов в In с теоретическими кривыми /см. в тексте /
 \circ - наши данные, Δ - /12/, \square - /11/.

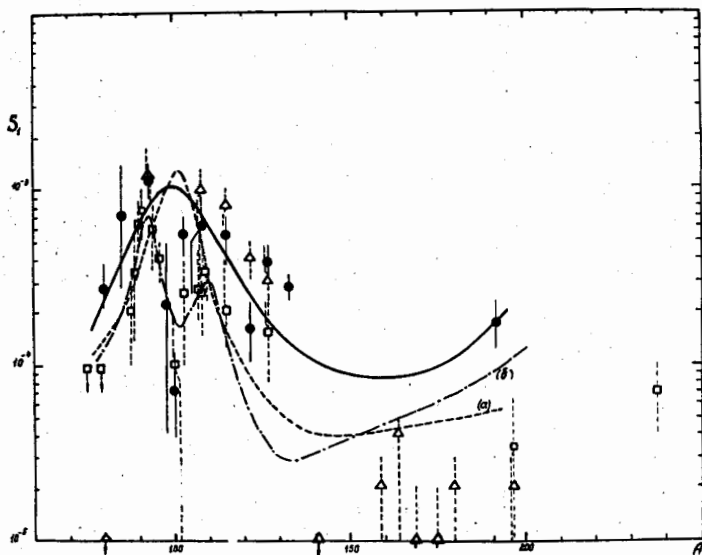


Рис. 3. Зависимость силовой функции для p - нейтронов от атомного веса ядра-мишени. \bullet - наши данные, Δ - /12/, \square - /11/. Сплошная кривая подсчитана по коэффициентам прилипания из /13/ /потенциал с размытым краем и объемным поглощением/, пунктирные кривые взяты из работы /10/ /то же, но поглощение поверхностное/, причем кривая /б/ соответствует вдвое большему спин-орбитальному взаимодействию, чем /а/ и /13/.